PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 8. 15. April 1920. Redaktionsschluß für No. 10 am 25. April 1920. 21. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

K. W. F. Kohlrausch, Die Streuung der γ-Strahlen. S. 193.

O. Nürnberger, Die Bestimmung der Radioaktivität von Quellwässern. S. 198.

E. Kohlweiler, Neuere Anschauungen über die chemischen Elemente und ihre Atome. S. 203.

R. Ettenreich, Eine Schwebungsmethode zur Prüfung der Trägheit von Kontaktdetektoren. S. 208.

F. Kock, Wellenmesser mit Kapazitätsmeßbrücke. S. 214.

H. Vater, Das Verhältnis des mittleren Fehlers des arithmetischen Mittels zu dessen wahrem Fehler bei der Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate. S. 216.

W. Hammer, Über einen ionenbildenden Effekt in den obersten Schichten der Atmosphäre. S. 218.

H. Kröncke, Ein rechnerisches Verfahren zur Ermittelung des Spektrums der Röntgenstrahlen. S. 220.

H. Kost, Bemerkung zu der „schallempfindlichen Flamme" von Heinrich Mache. S. 223.

Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, Berlin, Bemerkung zu der Notiz von E. Nesper und P. Floch „Universalröhreninstrumentarium". S. 223.

E. Nesper u. P. Floch, Erwiderung zu der Bemerkung von Telefunken. S. 223.

Besprechungen:

A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. S. 223.

M. Uibe, Über die Heiligkeitsverteilung des diffusen Sonnenlichtes am klaren Himmel. S. 224.

Personalien. S. 224.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Streuung der γ-Strahlen.

Von K. W. Fritz Kohlrausch.

Im folgenden werden die Resultate einer Experimentalarbeit mitgeteilt, die sich mit den von den γ-Strahlen des Radiums (*Ra-C*) an Materie erregten harten Sekundärstrahlen befaßt. Eine ausführliche Beschreibung der experimentellen Methodik ist in den Sitzungsberichten der Akademie der Wissenschaften in Wien gegeben, und ich verweise bezüglich aller Arbeitsdetails auf jene Zeitschrift, während hier die Untersuchungsmethode nur kurz skizziert, die Diskussion der Ergebnisse dagegen etwas ausführlicher und in manchen Punkten geändert durchgeführt werden soll.

Von einem starken *Ra*-Präparat (807 mg $RaCl_2$) wird ein γ-Strahlenbündel ausgeblendet, das in 50 cm Entfernung auf den Sekundärstrahler trifft. Die von diesem ausgehende sekundäre γ-Strahlung wird unter verschiedenen Emissionswinkeln α in einer Ionisierungskammer von $6^2.\pi$ cm² Stirnwandfläche untersucht, die um den Radiator als Zentrum auf einem Kreise von 64 cm Radius bewegt werden kann. Der Winkel α wird von der Primärrichtung an gezählt und definiert mit seinen Werten von Null bis $+90^0$ einen Horizontalschnitt durch den „Austrittsraum", von $+90$ bis $\pm 180^0$ einen Schnitt durch den „Eintrittsraum". Bleiabsorber, unmittelbar vor dem *Ra*-Präparat angebracht, gestatten eine Filterung der Primärstrahlung, d. i. eine Änderung in der Zusammensetzung der erregenden γ-Strahlung. Bleiabsorber zwischen Strahler und Ionisierungskammer erlauben die Untersuchung der Sekundärstrahlungsqualität. Als Radiatoren wurden quadratische Scheiben von 2,2 cm² Breite und rund 2 cm Dicke verwendet, und zwar aus *C, Al, Zn, Sn, Pb*.

In Übereinstimmung mit den gleichartigen Versuchen von Florance[1]) und Gray[2]) ergaben die ersten Beobachtungen die Abnahme der Intensität und die Abnahme der Härte der Sekundärstrahlung mit zunehmendem α. Möglichst exakt durchgeführte Absorptionsmessungen zeigten aber, daß die Abnahme der Härte davon herrührt, daß in der Sekundärstrahlung zwei verschieden durchdringliche Komponenten S_1 und S_2 übereinandergelagert sind, deren Intensitätsverhältnis sich mit wachsendem α zugunsten der weicheren Komponente S_2 ändert. — Filterung des Primärstrahles erbrachte den Nachweis, daß die härtere S_1-Komponente erregt wird von der im primären γ-Gemisch[3]) enthaltenen härtesten *Ra-C*-Strahlung K_1 und daß die weichere S_2-Komponente erregt wird von der primären, gleichfalls von *RaC* stammenden K_2-Strahlung.

Der Absorptionskoeffizient und damit die Qualität von S_1 in Blei erwies sich als unabhängig von der Natur des Radiators und als identisch mit K_1; somit ist S_1 als eine gestreute K_1-Strahlung anzusehen. Die analogen Beobachtungen an S_2 sind wegen der Schwierigkeit der Messungen weniger sicher; immerhin wird man aus den Absorptionsresultaten sowie aus der weiter unten besprochenen Intensitätsverteilung zum mindesten mit großer Wahrscheinlichkeit auch S_2 als gestreute K_2-Strahlung auffassen können.

Für jedes der erwähnten Materialien wurde die Intensitätsverteilung mit und ohne Absorber (0,3 cm *Pb*) ausgemessen. Die beiden Beobachtungsreihen gestatten die Berechnung der

1) D. C. H. Florance, Phil. Mag. **20**, 921, 1910; **27**, 225, 1914.
2) J. A. Gray, Phil. Mag. **26**, 611, 1913.
3) K. W. F. Kohlrausch, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **15**, 64, 1918.

Tabelle I.

	$\alpha =$	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°	110°	120°	130°	140°	150°	160°	170°	180°
S_1	*C*	10,0	7,78	4,85	2,04	1,12	0,39	0,07	0	0									
	Al	13,8	10,0	6,30	2,86	1,62	0,87	0,49	0,31	0,18									
	Zn	6,87	5,21	3,65	1,77	1,06	0,59	0,25	0,05	0									
	Sn	5,73	4,30	3,00	1,72	1,06	0,68	0,58	0,14	0									
	Pb	0,33	4,19	2,22	1,32	0,63	0,29	0,31	0,08	0,09									
S_2	*C*	3,45	2,76	2,27	1,84	1,60	1,70	1,58	1,36	1,23	1,16	1,06	0,97	1,03	0,99	0,88	0,85	0,8	0,8
	Al	5,10	4,35	3,73	3,09	1,94	1,96	1,89	1,68	1,63	1,46	1,28	1,12	1,04	1,66	1,74	1,05	1,0	0,9
	Zn	7,90	5,82	4,43	3,48	3,05	2,67	2,51	2,24	2,08	1,69	1,66	1,46	1,46	1,18	0,91	0,95	0,8	0,7
	Sn	9,52	7,08	5,68	2,98	2,16	1,66	1,60	1,92	2,07	1,58	1,24	0,98	0,91	0,91	0,59	0,45	0,3	0,2
	Pb	7,72	6,49	5,46	4,54	4,10	3,80	3,10	2,85	2,25	1,42	1,02	0,95	0,79	0,51	0,18	0,15	0,05	0

Intensitätsverteilung der beiden Komponenten S_1' und S_2', wenn ihre Absorptionskoeffizienten in Blei ($\mu_1 = 0{,}54\ \mathrm{cm}^{-1}$; $\mu_2 = 1{,}49\ \mathrm{cm}^{-1}$) bekannt sind. Die so erhaltenen Zahlen sind, da die Sekundärstrahlung im Strahlermaterial einen von α abhängigen Weg zurückzulegen hat und dabei je nach ihrer Härte Absorptionsverluste erleidet, zu korrigieren. Die Korrektur liefert die Intensitätsverteilung für S_1 und S_2, wobei alle Zahlen bereits durch $\varrho \cdot D$ (ϱ = Dichte, D = Dicke des Strahlers) dividiert sind, so daß S_1 und S_2 die von der Masseneinheit gestreute Intensität darstellen.

Tabelle I enthält das so gewonnene endgültige Zahlenmaterial, das in den Figuren 1 (für S_1) und 2 (für S_2) graphisch dargestellt ist. Zur Tabelle wäre noch zu bemerken, daß die unter $\alpha = 160$, 170, 180° angeführten Zahlen durch Extrapolation gewonnen, also nicht beobachtet sind. In den Figuren sind der Deutlichkeit halber die Kurven durch Verlegung der Abszissenachse voneinander getrennt.

Fig. 1 zeigt, daß S_1 nur im Austrittsraum

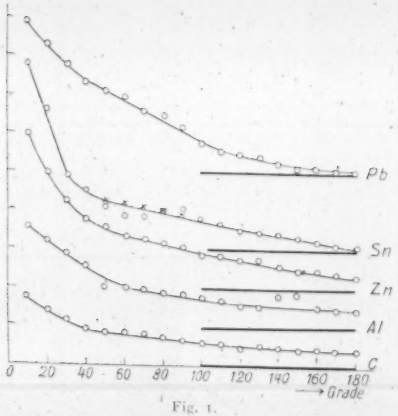

Fig. 1.

vorhanden ist, soweit die Beobachtungsempfindlichkeit eine solche positive Aussage gestattet. Von hohen Intensitäten in unmittelbarer Umgebung der Primärrichtung ausgehend nimmt die Intensität scharf ab für größere Winkelwerte α und wird unmerklich bei $\alpha > 80°$. Die weiche Sekundärstrahlung ist ebenfalls asymmetrisch verteilt bei Bevorzugung des Austrittsraumes. Hier wäre noch zu erwähnen, daß für *Sn* wegen der auftretenden Abweichungen Doppelbeobachtungen vorhanden und in Fig. 2 eingetragen sind.

Zur besseren Übersicht wurde noch der Gesamtstreueffekt berechnet, den die z_1 bzw. z_2-Strahlung in den einzelnen Materialien erfährt. Er ist gegeben durch

$$\Sigma = C \int_0^{2\pi} S \sin \alpha \, d\alpha,$$

worin C eine von der Entfernung und von den

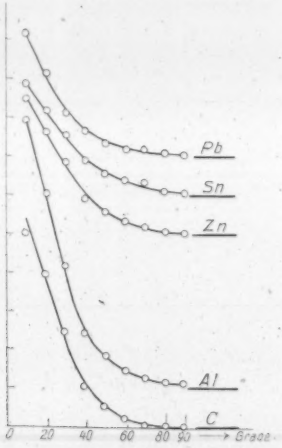

Fig. 2.

Tabelle II.

	Z	A	Σ_1	Σ_2	Σ_2'	Σ_2''	$\sigma_1 = A\Sigma_1$	$\sigma_2 = A\Sigma_2$	$\frac{\Sigma_2'}{\Sigma_2''}$	λ/a	S_∞	$a \cdot 10^8$	$\lambda \cdot 10^8$
C	6	12.0	1.96	3.22	2.02	1.20	23.6	38.6	1.68	1.4	1.827	0.152	0.213
Al	13	27.1	2.77	4.21	2.87	1.34	75.0	114	2.12	2.0	5.505	0.085	0.170
Cu	30	65.4	1.57	5.31	3.58	1.73	113	349	2.06	2.0	17.588	0.051	0.102
Sn	50	118.7	1.43	4.43	3.24	1.19	170	527	2.75	2.7	32.88	0.037	0.100
Pb	82	207.2	1.11	5.65	4.44	1.21	230	1170	3.66	3.7	59.87	0.029	0.107
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14

Dimensionen des Meßgefäßes abhängige Versuchskonstante ist. Trägt man S sin a als $f(a)$ auf und planimetriert diese Kurven von 0 bis 180, 0 bis 90, 90 bis 180, so erhält man die Gesamtstreuung Σ, bzw. die Streuung Σ' in den Austrittsraum, und die Streuung Σ'' in den Eintrittsraum, und zwar nach der früheren Bemerkung immer die Massenstreuung (Str. pro Masseneinheit). In Tabelle II sind die Resultate enthalten; die einzelnen Spalten geben der Reihe nach: 1. Strahlermaterial, 2. seine Atomnummer Z (Zahl der Elektronen im Atom), 3. sein Atomgewicht A, 4. den Integraleffekt Σ_1 für die harte S_1-Strahlung, 5. dasselbe, Σ_2, für die weichere S_2-Strahlung, 6. den Integral-Austrittseffekt Σ_2', 7. den Integral-Eintrittseffekt Σ_2'' für S_2, 8. und 9. die Streuung pro Atom, d. i. $\sigma_1 = A\Sigma_1$ und $\sigma_2 = A\Sigma_2$ für beide Strahlungsarten, 10. die Asymmetrie, die an dem Verhältnis Σ_2'/Σ_2'' gemessen sein soll. Für S_1 ist die Asymmetrie demnach unendlich. Die Zahlen unter 11, 12, 13 und 14 werden weiter unten besprochen werden.

Man entnimmt zunächst aus der Tabelle, daß die Massenstreuung Σ bei S_1 mit dem Atomgewicht ab-, bei S_2 mit dem Atomgewicht zunimmt. Die Streuung pro Atom, d. i. σ_1 und σ_2, ist, wie Fig. 3 zeigt, im ersteren Falle proportional der Atomnummer, während sie im zweiten Falle schneller mit Z wächst, als der linearen Proportionalität zukommt, aber langsamer als einer Proportionalität mit Z_2 entsprechen würde. Die Asymmetrie der weicheren Sekundärstrahlung nimmt mit steigendem Atomgewicht des Strahlers zu.

Eine quantitative Verwertung des Zahlenmaterials der Tabelle II ist erst an Hand der Theorie möglich. Eine solche hat P. Debye[1]) im Jahre 1915 entwickelt und sie ist meines Wissens die einzige, die Asymmetrie der Streustrahlung liefert. Ihre Anwendung auf den vorliegenden Fall soll im folgenden versucht werden.

Nach Debye geben die von der Primärwelle getroffenen und mit deren Frequenz schwingenden Elektronen des Strahlenmaterials infolge ihrer regelmäßigen Anordnung im Atom Anlaß zu Interferenzerscheinungen, die auch dann nicht gänzlich verschwinden, wenn die Atome völlig regellos (amorpher Körper) orientiert sind. Die Auswertung der allgemeinen Resultate ist von Debye für ein möglichst einfaches Schema durchgeführt worden, für den Fall nämlich, daß alle Elektronen auf einem Ring in gleichen Abständen voneinander um den Atomkern rotieren. Bezeichnet N die Zahl der Atome, r den Beobachtungsabstand, a den Radius der Elektronenbahn, λ die erregende Wellenlänge, c die Lichtgeschwindigkeit, ε und m Ladung und Masse der Elektronen, so ist in der Beobachtungsrichtung α der beobachtete Bruchteil s_α der primären Energie gegeben durch:

$$s_\alpha = \frac{NZ\varepsilon^4}{r^2 m^2 c^4} \cdot \frac{1+\cos^2\alpha}{2} \sum_{x=0}^{x=Z-1} \frac{\sin\left[8\pi \frac{a}{\lambda} \sin\frac{x\pi}{Z} \sin\frac{\alpha}{2}\right]}{8\pi \frac{a}{\lambda} \sin\frac{x\pi}{Z} \sin\frac{\alpha}{2}} \qquad (1)$$

Die gestreute Energie ist also für ein und dasselbe Material (vorgegebenes Z) Funktion des Beobachtungswinkels α, sowie des Verhältnisses $\frac{a}{\lambda}$. Für die Extremfälle von relativ sehr großem oder sehr kleinem λ erhält man durch Integration die gesamte von N-Atomen gestreute Strahlung zu:

$$\lambda >> a \quad S = \frac{8\pi N\varepsilon^4}{3 m^2 c^4} Z^2 \qquad (2)$$

$$\lambda << a \quad S = \frac{8\pi N\varepsilon^4}{3 m^2 c^4} Z \qquad (3)$$

Die Atomstreuung $\frac{S}{N} = \frac{SA\mu}{\varrho}$ (μ ist die Masse des Wasserstoffatoms) ist somit im ersten Falle proportional Z^2, im zweiten proportional Z. Vergleicht man diese Aussage

1) P. Debye, Ber. d. kgl. Ges. d. Wiss. in Göttingen, 27. Februar 1915; Ann. **46**, 809, 1915.

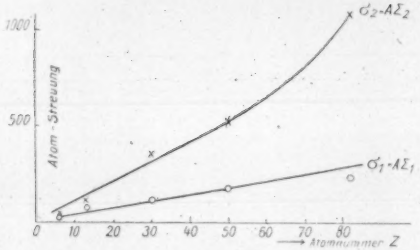

Fig. 3.

mit den Zahlen für σ_1 und σ_2 der Tabelle II bzw. mit ihrer graphischen Darstellung in Fig. 3, so wäre die Wellenlänge der erregenden K_1-Strahlung als sehr klein, die der erregenden K_2-Strahlung weder als sehr klein noch als sehr groß im Verhältnis zu den vorkommenden Elektronenring-Dimensionen zu erwarten.

Um eine präzisere Aussage zu erhalten, wurde Formel (1) für $Z = 6$ (Kohle) ausgewertet; Fig. 4 zeigt die erhaltene Kurvenschar,

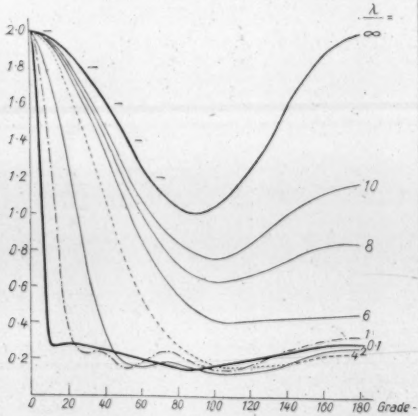

Fig. 4.

die den Fällen entspricht: $\frac{\lambda}{a} = \infty$, 10, 8, 6, 4, 2, 1, 0,1. — Diese Kurven illustrieren am besten die Konsequenzen der Debyeschen Rechnung. Für große Wellenlängen erhält man die bekannte Symmetrie, entsprechend dem in Gl. (1) vor dem Summenzeichen stehenden „Polarisationsfaktor". Aber auch für relativ kurze Wellen wird man Symmetrie beobachten, denn das scharfe Maximum der in Fig. 4 dick ausgezogenen untersten Kurve erfüllt einen so kleinen Winkelbereich, daß die darin enthaltene Energie von der des Primärstrahles nicht zu trennen ist und diesem zugezählt werden wird. Nur die Gesamtstreuung ist im letzteren Falle wesentlich kleiner als im ersteren, wo die Elektronen alle in Phase schwingen. Für Wellenlängen zwischen diesen beiden Extremen erhält man kräftiges Überwiegen der Austrittstrahlung und für λ nahe gleich a sekundäre Maxima, bezgl. derer Debye an die Friedrichschen Interferenzringe erinnert.

Eine exakte Anwendung der Theorie auf das Experiment wäre nur bei den an Kohle gewonnenen Resultaten möglich, da Formel (1) nur für $Z = 6$ ausgewertet wurde. Um auch das übrige Beobachtungsmaterial in den Bereich der Betrachtungen ziehen zu können, sei angenommen, daß auch für höhere Zahlen Z Kurvenscharen von gleichem Charakter wie in Fig. 4 erhalten wurden. Dann stellt Fig. 2 eine Kurvenschar vor, in der das Verhältnis $\frac{\lambda}{a}$ durch Variation von a (der Elektronenring zieht sich zusammen, wenn die Elektronendichte wächst) bei konstantem λ (d. i. die Wellenlänge der K_2-Strahlung) geändert wurde, während in Fig. 4 a (Ringradius für Kohle) konstant ist und die erregende Wellenlänge sich ändert; also identische Fälle, wenn die gemachte Voraussetzung angenähert gilt. In der Tat ändert sich im allgemeinen die Kurvenform in Fig. 2 von Al nach Pb so, wie dies in Fig. 4 von unten nach oben, im Sinne zunehmender Werte für $\frac{\lambda}{a}$ stattfindet. Die Ähnlichkeit wird noch etwas deutlicher, wenn man sich die Fig. 2 durch steil ansteigende Äste am Kurvenanfang ergänzt denkt. Dagegen fehlt bei allen beobachteten Kurven der neuerliche Anstieg, den Fig. 4 bei $\alpha > 100^0$ zeigt.

Um den Vergleich in konkreten Zahlen weiterführen zu können, ist nur nötig, aus Fig. 4, ebenso wie dies an den Kurven der Fig. 1 und 2 geschehen ist, die Integraleffekte S, S' und S'' durch Planimetrieren zu berechnen. Für die Extremfälle ist das Resultat durch die Ausdrücke 2 und 3 bereits bekannt. Man erhält damit für die nach Formel (1) zu erwartende Asymmetrie S'/S'' eine Reihe von Werten, die als Funktion von $\frac{\lambda}{a}$ aufgetragen eine Kurve ergeben, welche von $S'/S'' = 1$ für $\frac{\lambda}{a} < 0{,}1$ beginnend, zu einem Maximum für $S'/S'' = 4{,}2$

für $\frac{\lambda}{a} = 4{,}3$ ansteigt, um dann wieder auf $S'/S'' = 1$ bei $\frac{\lambda}{a} = \infty$ asymptotisch abzunehmen. Trägt man in diese Kurve die beobachteten Zahlen der Tabelle II für Σ'/Σ'' ein — es ist natürlich der aufsteigende Kurvenast zu wählen, da die Asymmetrie mit abnehmendem a noch wächst, — so kann man die zugehörigen $\frac{\lambda}{a}$ auf der Abszisse ablesen und erhält die in Spalte 11 (Tab. II) eingetragenen Werte. Da weiter voraussetzungsgemäß alle Elektronen auf einem Ring zu denken sind, so läßt sich zunächst a und damit aus Spalte 11 λ berechnen. Wenn Z-Elektronen auf einem Ring um einen Kern mit der Ladung Ze kreisen, jedes mit dem Impulsmoment $h/2\pi$, so gilt[1])

$$a = \frac{\varepsilon^2}{2hR(Z - S_z)}, \qquad (4)$$

worin h das Wirkungsquantum $6{,}55 \cdot 10^{-27}\ \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$, R die Rydbergsche Konstante $2{,}734 \cdot 10^{15}\ \frac{1}{\text{sec}}$, ε das Elementarquantum $4{,}77 \cdot 10^{-10}$ st. E. und S_z endlich folgenden Ausdruck bedeutet:

$$S_z = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^{i=Z-1} \frac{1}{\sin i \frac{\pi}{2}}.$$

S_z wurde für bequeme Zahlenwerte von Z gerechnet und für die hier benötigten interpoliert, welcher Vorgang für den Überschlagscharakter dieser Überlegungen genügt, und in Spalte 12 eingetragen. Daraus ergeben sich nach $a = \frac{0{,}635 \cdot 10^{-8}}{Z - S_z}$ die Werte für a (Spalte 13) und daraus weiter die Zahlen für λ, die konstant sein sollten. — Aus der Planimetrierung der theoretischen Kurven ergibt sich ferner, — was der Anblick der Fig. 4 unmittelbar zeigt — daß in dem Bereich $\frac{\lambda}{a} < 5$ die Zahlen für S'' (Intensität der Eintrittsstrahlung bezogen auf die Zahl NZ der Elektronen im cm³, ein Ausdruck, der der Massenstrahlung proportional ist, wenn $Z = \frac{A}{2}$ gesetzt wird) nahe konstant sein müssen. Das Gleiche findet bei den beobachteten Kurven, die nach dem früheren im gleichen $\frac{\lambda}{a}$-Bereich liegen, statt; vgl. Spalte 7 der Tabelle II.

1) Bohr, Phil. Mag. **26**, 482, 1913; auch Debye, diese Zeitschr. **18**, 276, 1917.

Überblickt man diese Ergebnisse und berücksichtigt man die vielen schematisierenden Annahmen, so wird man zugeben müssen, daß die Debyesche Theorie eine qualitative Beschreibung der beobachteten Erscheinungen zu liefern imstande ist. Auch mit der erreichten Konstanz von λ (Spalte 14) wird man sich begnügen, wenn man zu obigem noch die Schwierigkeit der Beobachtung und die vielen daran nötigen Korrekturen mit nicht absolut sicheren Daten sich vergegenwärtigt. Im ersten Moment scheint sogar diese Darstellung einen schönen quantitativen Erfolg aufzuweisen, da Rutherford und Andrade[1]) bei ihren Interferenzversuchen kräftige Linien entsprechend den Wellenlängen 0,10 und $0{,}16 \cdot 10^{-8}$ cm für die γ-Strahlung von *RaC* gefunden haben, was in gewiß befriedigender Übereinstimmung mit dem Endergebnis der Tabelle II stünde. —

Trotzdem hat sich mein anfänglicher Optimismus in bezug auf die Deutbarkeit derartiger Streuvorgänge durch Welleninterferenzen allmählich ins Gegenteil verkehrt, und ich stehe heute auf dem Standpunkt, daß dies nicht der richtige und zu einer das ganze Erscheinungsgebiet umfassenden Erklärung führende Weg ist. Die Gründe dafür sind etwa folgende:

1. An die quantitative Aussage über die Wellenlänge der γ-Strahlung vermag ich trotz der bemerkenswerten und wohl nur zufälligen Übereinstimmung mit den direkten Rutherfordschen Wellenlängenbestimmungen nicht zu glauben, da die experimentell viel besser fundierten Absorptionsmessungen gezeigt haben, daß es sich hier um ein Wellenlängengebiet handeln muß, das um mindestens eine Zehnerpotenz kleiner sein muß als $0{,}1 \cdot 10^{-8}$ cm[2]).

2. Wenn es vielleicht auch gelingen mag, durch sinngemäßere Rechenannahmen — z. B. entsprechend mehreren Elektronenringen und ihrer Wechselwirkung bei der Interferenz, oder durch Berücksichtigung eventuell vorhandener mikrokristallinischer Struktur — die Form der beobachteten Verteilungskurven für die weichere S_2-Strahlung (Fig. 2) besser wiederzugeben, als dies hier möglich war, so kann ich mir doch keinen Weg vorstellen, der zu der „unendlichen" Asymmetrie der harten S_1-Strahlung (Fig. 1) führen könnte.

3. Und selbst wenn dies gelänge, bliebe ein mit dem Auftreten sekundärer oder gestreuter Wellenstrahlung innig verknüpfter Erscheinungskomplex, die sekundär erregte β-Strahlung, unaufgeklärt. — In dieser Hinsicht zeigt das Ex-

1) E. Rutherford u. E. N. C. de Andrade, Phil. Mag. **27**, 856, 1914; **28**, 263, 1914.

2) Vgl. z. B. K. W. F. Kohlrausch, diese Zeitschr. **19**, 345, 1918.

periment[1]: Daß für die sekundäre β-Strahlung der Atomstrahlungskoeffizient[2]) mit der Atomnummer des Strahlers wächst (von *Al* bis *Pb* auf das 19fache des *Al*-Wertes); daß die Strahlung im Eintrittsraum weicher ist als im Austrittsraum, daß ihre Härte unabhängig ist von der Natur des Strahlers und daß die Asymmetrie mit abnehmender Atomnummer zunimmt. — Die erregende γ-Strahlung war das Gemisch $K_1 + K_2$ von *RaC*, und die Versuche wurden ohne Rücksicht auf diese damals noch unbekannte Nichthomogenität der harten *Ra-C*-Strahlung durchgeführt und berechnet. Für die gestreute γ-Strahlung (zum Vergleich müssen die unzerlegten Beobachtungen herangezogen werden, also $\sigma_1 + \sigma_2$, $\frac{\Sigma_1 + \Sigma_2'}{\Sigma_2''}$ usw.) ergeben die Versuche: Daß der Atomstreuungskoeffizient $\sigma_1 + \sigma_2$ mit der Atomnummer zunimmt, daß die unzerlegte Strahlung im Eintrittsraum weicher ist, daß die Härte unabhängig ist vom Strahlermaterial, und daß die Asymmetrie keine deutliche Abhängigkeit von Z zeigt. Also bis auf den letzten Punkt überall qualitativ gleichsinniges Geschehen. Wenn nun auch die beiden Beobachtungsreihen noch keine quantitativen Beziehungen aufzustellen erlauben, so scheinen sie mir doch die Richtung zu weisen, in der sich die theoretische Behandlung des Problems wird bewegen müssen.

Zunächst muß aufgeklärt werden, warum die durch das transversale elektrische Feld des γ-Wellenzuges bis zur Auslösung beschleunigten Elektronen sich nicht nur oder mindestens nicht vorwiegend senkrecht zur γ-Richtung bewegen, vielmehr deren Richtung bevorzugen. Ist für diesen Auslösemechanismus eine den Tatsachen entsprechende Theorie gefunden, dann wird es nicht schwierig sein, die der Elektronenbeschleunigung entstammende γ-Strahlung, eventuell unter Zuhilfenahme der von A. Sommerfeld[3]) entwickelten Anschauungen über die Anisotropie solcher Beschleunigungsstrahlung, zur Erklärung der hier oder bei Röntgenexperimenten auftretenden Streuung von γ- oder X-Strahlen heranzuziehen. —

1) K. W. F. Kohlrausch u. E. Schrödinger, Wien. Ber. **123**, 1319, 1914.

2) An einer anderen Stelle wurden zu einer ähnlichen Überlegung die Massenstrahlungskoeffizienten herangezogen, was nicht sinngemäß ist.

3) A. Sommerfeld, Münchner Ber. 1. 1911.

Wien, Juli 1919.

(Eingegangen 28. Juli 1919.)

Die Bestimmung der Radioaktivität von Quellwässern.

Von Ottomar Nürnberger†.

Vorwort des Herausgebers. In den Jahren 1912—1914 hat O. Nürnberger im Physikalischen Institut der Universität Leipzig eine umfangreiche Untersuchung über die verschiedenen gebräuchlichen fontaktometrischen Methoden durchgeführt und diese Untersuchung im Sommersemester 1914 durch Messungen in Bad Brambach i. V. ergänzt. Seine Versuche waren im wesentlichen abgeschlossen und sollten den Gegenstand seiner Dissertation bilden. Bei Kriegsausbruch meldete sich Nürnberger als Freiwilliger und wurde im November 1914 eingestellt. Im Frühjahr 1915 kam er ins Feld nach Frankreich und ist am 6. Juni 1915 bei Neuville wahrscheinlich gefallen, da er seitdem vermißt wird.

Die folgende Mitteilung und eine zweite, die im nächsten Heft dieser Zeitschrift erscheint, stellen einen stark gekürzten Auszug aus der Dissertation dar, für welche ein nahezu druckfertiges Manuskript vorliegt. Bei Herstellung des Auszuges hat der Herausgeber sich auf diejenigen Punkte beschränkt, welche nach seiner Auffassung allgemeineres Interesse verdienen.

George Jaffé.

Die im folgenden mitgeteilten Versuche dienten dem Zwecke, die verschiedenen fontaktometrischen Apparate und Methoden auf die Genauigkeit und Vergleichbarkeit ihrer Ergebnisse zu untersuchen. Es sollten dabei nur Versuchsweisen und Apparate behandelt werden, die sich zu Beobachtungen im Gelände eignen; besondere Laboratoriumsmethoden blieben unberücksichtigt.

An Apparaten wurden zunächst verwendet der von H. W. Schmidt[1]) und der nach Engler und Sieveking mit der Verbesserung von Mache und Meyer[2]). Zu den späteren Messungen stellte die Brambacher Sprudelgesellschaft, Radium-Mineralbad Brambach i. V. bereitwilligst die Kanne nach Engler und Sieveking[3]) und die nach Kohlrausch und Loewenthal[4]) zur Verfügung, wofür ihr auch hier der Dank des Verfassers ausgesprochen sei. Endlich wurde noch eine Kanne benutzt, die im Prinzip ganz dem Mache- und Meyerschen Fontaktometer entspricht, die aber voll-

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 561. 1905.

2) H. Mache u. St. Meyer, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **29**, 65, 1909.

3) C. Engler, Zeitschr. f. Elektrochemie **11**, 714, 1905; H. Sieveking, diese Zeitschr. **6**, 700, 1905.

4) Gudzent, Zeitschr. f. prakt. Geologie **18**, 147, 1910.

Bild 1.

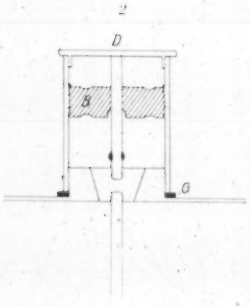

Bild 2.

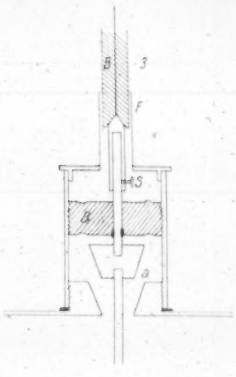

Bild 3.

ständig (auch gegen das Elektroskop) abgeschlossen ist.

Die Meßkanne ist aus 2 mm starkem Kupferblech angefertigt und faßt genau 15 Liter. Ein großer Tubus (T, Fig. 1, Bild 1) ist für das Einfüllen des Wassers angebracht. Eine äußere eingefettete Gummilederdichtung schließt die Öffnung auch bei größerem Überdruck vollkommen dicht ab. Außerdem ist eine Erdungsschraube E vorgesehen und ein Hahn H, der gewünschtenfalls das Ablassen von Wasser ermöglichen soll. Die Innenelektrode ist konisch eingefügt, sie schließt beim Schütteln die Kanne dicht ab (Fig. 1, Bild 2). Der Deckel D ermöglicht es, das Wasser zu schütteln, ohne daß die Isolation abgenommen werden muß und ohne daß sie beim Schütteln irgendeinen Schaden erleidet. Selbst bei stark kohlensäurehaltigem Wasser drang die Feuchtigkeit nach dem Heben der Elektrode nicht an den Bernstein. Die Fassung der Isolation (B, Fig. 1, Bild 1) ist aufgeschraubt, die eingefettete Dichtung (G, Bild 2) kommt mit dem inneren Luftraum nicht in Berührung. Der Bernstein ist eingeschraubt und abgedichtet. Die Innenelektrode ist luftdicht durch den Bernstein geführt, ein kleiner eingefügter Ring aus festem Gummi hält die Elektrode nach dem Heben immer in derselben Stellung (Bild 3). Der kleine Raum a (Bild 3) beträgt nur $^1/_{1800}$ vom Gesamtvolumen, kommt also wegen stärkerer Absorption der α-Strahlung nicht in Betracht. Der durch das Schütteln entstehende Überdruck braucht nicht abgelassen zu werden, was — wie später gezeigt wird — bei der Untersuchung der Mineralwässer von großem Vorteil ist.

Wegen seiner bekannten Vorzüge und kleinen Kapazität wurde ein Wulfsches Fadenelektrometer[1]) in Verbindung mit der beschriebenen Kanne benutzt[2]). Die Verbindung zwischen Innenelektrode und Fadenpaar wurde durch eine Drahtführung F, die in Bernstein gebettet ist, hergestellt. Das Elektrometer wird nach dem Schütteln und Heben der Elektrode bei S (Bild 3) angeschraubt.

Mit dieser Anordnung wurden die besten Ergebnisse erzielt; ihre elektrostatische Kapazität betrug 16,7 cm.

Es kann wohl als feststehend angesehen werden, daß diejenigen Meßmethoden, bei denen die Bildung des aktiven Niederschlags nicht berücksichtigt wird, bei denen also die erste Messung, oder eine Messung nach zwei Minuten als Maß der Aktivität gilt („Schnellmethode") nur zu angenäherten Resultaten führen können, ganz abgesehen davon, daß keine Gewähr dafür vorliegt, inwieweit die beobachtete Wirkung auf Radioaktivität allein zurückzuführen ist.

Auch diejenigen Verfahren, bei denen zu

1) Th. Wulf, diese Zeitschr. **8**, 240 u. 526, 1907.

2) Anmerkung des Herausgebers. Das Wulfsche Elektrometer ist inzwischen von verschiedenen Seiten für kontaktometrische Messungen benutzt worden, und zwar in Überkopfstellung (C. Engler, H. Sieveking u. A. Koenig, Chem. Ztg. **38**, 425, 446, 1916; B. Walter, diese Zeitschr. **17**, 21, 1916; C. Engler u. A. Koenig, diese Zeitschr. **17**, 73, 1916). Die oben beschriebene Anordnung ließe sich natürlich auch mit dem Wulfelektrometer in Überkopfstellung verbinden; die elektrostatische Kapazität wäre dann noch kleiner. Das Wesentliche der Anordnung besteht jedoch in dem luftdichten Abschluß. Störungen durch feuchten Beschlag, wie sie von V. F. Hess (diese Zeitschr. **17**, 72, 1916) bei direkter Verbindung der Kanne mit dem Elektroskop erwähnt werden, sind von Nürnberger, wie aus dem Text hervorgeht, bei der beschriebenen Anordnung nicht beobachtet worden.

einem bestimmten Zeitpunkt nach Einfüllung der Emanation der Strom gemessen, dann die Emanation so schnell wie möglich verdrängt und der gemessene Anteil des aktiven Niederschlags in Abzug gebracht wird („Zweiminutenmessung", „Zehnminutenmessung"), liefern keine zuverlässigen Werte. Die Ergebnisse liegen durchweg zu hoch, weil der aktive Niederschlag nicht ganz erfaßt wird. Nach den vergleichenden Messungen des Verfassers liefert die Zweiminutenmessung Resultate, die um 5—20 Proz., und die Zehnminutenmessung Resultate, die um 45—60 Proz. zu hoch liegen. Je später der Gesamtstrom beobachtet wird, um so fehlerhafter wird das Ergebnis.

Eine große Anzahl von Versuchen wurde angestellt, um zu prüfen, inwieweit es möglich ist, aus der Beobachtung des Abklingens des aktiven Beschlags graphisch oder rechnerisch den Wert zu ermitteln, der ihm zur Zeit der letzten Beobachtung des Gesamtstroms zukam. Es ergab sich, daß auch bei diesem Verfahren der aktive Niederschlag stets zu niedrig gemessen wird und darum die Aktivitätszahlen zu hoch ausfallen. Der Fehler ist bei Beobachtungen kurz nach dem Schütteln gering, wächst dann aber schnell mit der Dauer der Messung des Gesamtstroms. Bei 3 Stunden (und mehr) Expositionszeit ist der Fehler am größten, das Ergebnis liegt 70—80 Proz. über dem wahren Wert. Im Schmidtschen Apparat liegen die Verhältnisse am günstigsten; hier beträgt der Fehler je nach der Dauer der Messung 5 bis 23 Proz.

Als weiteres Verfahren bietet sich die Beobachtung des radioaktiven Anstieges nach dem Einbringen der Emanation und Extrapolation auf den Zeitpunkt des Einbringens. Zur Berechnung des Nullwertes aus den Beobachtungen stehen Zahlenreihen von Duane[1]), H. W. Schmidt[2]) (für die ersten 15—30 Minuten), G. Berndt[3]) und J. Götz[4]) zur Verfügung. Diese vier Anstiegkurven sind in der folgenden Tabelle I zusammengestellt; $\frac{I_0}{I_t}$ ist der Faktor, mit welchem man die zur Zeit t gemachte Beobachtung multiplizieren muß, um den Anfangswert zu erhalten.

Zum Vergleich mit den Beobachtungen ist in Tabelle II eine vollständige Messungsreihe mit künstlichem Emanationswasser im Schmidtschen Apparat mitgeteilt. Aus dieser Tabelle geht hervor, daß der beobachtete radioaktive Anstieg am besten mit den von Duane aufgestellten Werten übereinstimmt. Der beste Beweis dafür ist, daß der beobachtete Maximalwert dem Mittel aus den nach Duane berechneten Höchstwerten bis auf $1^1/_3$ Proz. gleichkommt. Die nach Götz berechneten Zahlen fallen hier und bei allen Versuchen mit der Beobachtungszeit[4]); die aus den ersten Ablesungen berechneten Maximalwerte liegen beträchtlich zu hoch. Die Abweichungen von der Berndtschen Kurve sind zu groß; die Schmidtschen Zahlen haben sich bei anderen Versuchen nicht als gleich gut erwiesen.

Dasselbe Bild ergeben zahlreiche Versuche sowohl mit künstlichem als auch mit natürlichem Emanationswasser, viele Beobachtungen im Schmidtschen Apparat, wie im Mache-

Tabelle I[1]).

t	I_0/I_t			
	Duane	Schmidt	Berndt	Götz
0′	1,000	1,000*	1,000*	1,000
1′	0,860	0,882*	0,910*	0,865.
2′	0,775	0,810*	0,850*	0,774
3′	0,714	0,761*	0,806*	0,718.
4′	0,676	0,727*	0,775*	0,676
5′	0,650	0,703*	0,751*	0,6485
6′	0,629	0,686*	0,733*	0,627
7′	0,614	0,671*	0,718*	0,610.
8′	0,602	0,662*	0,707*	0,597.
9′	0,593	0,653*	0,697*	0,588
10′	0,585	0,647*	0,690*	0,580
$12^1/_2$′	0,572.	0,6335	0,674	0,566
15′	0,5625	0,625*	0,663	0,556
$17^1/_2$′	0,556	0,620	0,654	0,548
20′	0,550	0,613	0,645*	0,542.
25′	0,541	0,604.	0,637*	0,531
30′	0,533	0,596	0,615*	0,5220.
40′	0,517	0,580	0,592	0,4075
50′	0,504	0,563	0,569	0,481.
1 h —	0,492	0,550.	0,550	0,407
1 h 20′	0,473	0,525.	0,518	0,445
1 h 40′	0,457	0,503	0,497	0,429
2 h —	0,446	0,487.	0,480	0,418.
2 h 20′	0,438	0,477	0,468	0,4125
2 h 40′	0,433	0,473	0,462.	0,409.
3 h —[2])	0,431	0,470[3])	0,460*	0,4075

1) Die mit einem * versehenen Zahlen sind von den betreffenden Autoren selbst angegeben, alle übrigen wurden rechnerisch oder graphisch ermittelt; 5. bedeutet 5 ist zu klein; 5 heißt, 5 ist zu groß.

2) Zwischen 3 h und 5 h soll der Ionisationsstrom konstant sein, nach etwa 6 h klingt er mit der bekannten Halbwertszeit von 3,85 Tagen ab.

3) Dieser Maximalwert wurde nach Hammer u. Vohsen, diese Zeitschr. **14**, 452, 1913, in Verbindung mit den Schmidtschen Größen verwendet. Die Zahlen sind bis 30 Min. aus der Näherungsgleichung berechnet, die späteren graphisch gefunden.

4) Dieser Umstand kann nicht auf Entweichen von Emanation zurückgeführt werden; die Apparate waren völlig dicht, was tagelang fortgesetzte Versuche bestätigten.

1) W. Duane, Journ. d. Phys. **4**, 607, 1905; Le Radium **7**, 163, 1910.

2) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 561, 1905.

3) G. Berndt, Ann. d. Phys. **38**, 958, 1912.

4) J. Götz, Inauguraldiss. aus dem II. Chem. Inst. der kgl. Ungar. Univ.; man vgl. J. v. Weszelszky, diese Zeitschr. **13**, 240, 1912.

Tabelle II.

Beobachtung		Götz		Berndt		Schmidt		Duane	
Zeit	1/1000 Volt sec^{-1}	I_0	I_{max}	I_0	I_{max}	I_0	I_{max}	I_0	I_{max}
2' 17"	402	305	748.	336	730	320	685	305	707
2'48"	408	298	730.	338	724	314.	669	296	687
3'47"	428.	293	718	334.	727	314.	669	294	678
4'45"	449	294	722	339.	738	318.	677.	295	685.
5'45"	470.	297.	729.	346.	753	324.	690.	298	692
9'45"	490	301	738	353	767.	330.	703.	304	702
8' 7"	498	295.	724.	350	761	328	697.	298	691.
9'50"	507	294	721	350	761	328	698	297	689
10'44"	516	296.	727.	353	767	331	704	299.	694.
12' 4"	516.	293.	720	349	759.	328	698	296.	688
14'54"	534.	297	729	355	771.	334.	711.	301	698
17'22"	544.	299	734	356.	775	337.	718	304	702.
18'36"	544	297	729	354.	770.	336	714.	301	698.
20'14"	544	295	724	351	763.	334	710	299.	694.
22'27"	553	296.	727.	353	767.	337.	718	302	701
24'36"	560	298	730.	354	769.	339.	722	304	705
26'45"	563	297	728.	352	765.	339	720.	303.	704
28'43"	563.	295	723.	349	759	336.	716	302	700.
30'34"	566	293.	720	347	754.	336	714.	302	699.
32'49"	575.	295	723.	351	763.	339.	722	303.	703.
35'—"	576.	292	718	349	758.	339	720.	304	702
37'57"	581.	291.	715	347	755	339	721	301	697.
40'29"	579.	288.	707.	342	743.	335	712.	299	693
42'49"	583	288	707	341.	742	335.	713.	299.	694
45'41"	584.	285.	700	338	735.	333.	709	297.	689.
48'43"	599.	291	713.	343.	747	339	720.	303	702.
51'59"	616.	295	724	348.	757.	346	736	309	710.
54'51"	621.	295.	724.	347	754	347	737.	309.	718
1 h —'	620.	290	711	341.	742.	341.	720	305	709
1 h 10'	624.	282	693.	333	724.	335.	713.	301	698
1 h 24'	644.	285.	700	331	719	335	713	302	700.
1 h 42'	666.	285	698.	329.	716.	334	711	304	705
2 h —'	676	283	693.	325	706	329.	699	302	700.
2 h 20'	684.	282.	693	321	697.	326.	694	300	695.
2 h 40'	688.	282.	693	318	692	325	691	298	691.
3 h —'	689.	281		317.		324		297.	
4 h —'	690	281.		317.		324.		297.	
5 h —'	689	281		317		324		297	
Mittelwert		292	718	341	747	332	707	301	698
Mittlerer Fehler		+ 2,2 Proz.		+ 12,2 Proz.		+ 2,3 Proz.		+ 1,2 Proz.	

Tabelle III.

Apparat	Emanationslösung	beobachteter Maximalwert	Mittel aus den berechneten Maximalwerten nach Duane	Götz	H. W. Schmidt (Hammer u. Vohsen)	Berndt
H. W. Schmidt	künstliche	0,124	0,127 + 2 (3)	0,129 + 3 (5)	0,129 + 3 (5)	0,133 + 6 (9)
„	„	0,429[1]	0,425 + 6 (4)	0,436 + 6 (7)	0,434 + 9 (5)	0,452 + 12 (23)
„	„	0,690	0,697 + 7 (7)	0,717 + 14 (27)	0,706 + 15 (16)	0,750 + 25 (60)
Mache u. Meyer	„	2,30	2,54 + 13 (24)	2,65 + 16 (35)	2,62 + 14 (32)	0,74 + 21 (44)
„	„	3,35	3,39 + 7 (4)	3,39 + 7 (4)	3,42 + 9 (7)	3,49 + 9 (14)
„	„	4,10	4,39 + 13 (29)	4,50 + 20 (40)	4,45 + 18 (35)	4,63 + 28 (53)
Wulfelektrometer	„	1,83	1,99 + 1 (16)	2,04 + 10 (21)	2,04 + 2 (21)	2,14 + 5 (31)
„	Bad Brambach: Wettinquelle	2,75	2,85 + 6 (10)	2,96 + 9 (21)	2,91 + 7 (16)	3,09 + 12 (34)
„	Grenzquelle	3,50	3,69 + 7 (19)	3,81 + 9 (31)	3,74 + 13 (24)	3,96 + 17 (49)
„	Kohlensäure der Schillerquelle	6,36	6,55 + 13 (19)	6,74 + 13 (38)	6,58 + 12 (22)	6,93 + 18 (57)

1) Der beobachtete Höchstwert ist bei diesem Versuch infolge einer Änderung des natürlichen Abfalls um etwa 0,01 zu groß.

Tabelle IV. Apparat Mache und Meyer.

Dauer des Schüttelns	Zeit des Höhepunktes	Abnahme bis 3 h	Abnahme 3 h—5 h	Richtiger Gang ab:	Dauer des Perlens	Zeit des Höhepunktes	Abnahme bis 3 h	Abnahme 3 h—5 h	Richtiger Gang ab:
0,5′	2 h 40′	1,00 Proz.	—	3 h	30′	2 h 40′	0,25 Proz.	1,50 Proz.	5 h
0,5′	2 h 20′	1,00 Proz.	6,00 Proz.	?	25′	3 h —′	—	2,00 Proz.	5 h
0,5′	2 h 30′	—	—	3 h	30′	2 h 20′	1,25 Proz.	1,60 Proz.	4 h
0,5′	2 h —′	1,00 Proz.	5,00 Proz.	7 h	30′	2 h —′ bis 2 h 40′	1,25 Proz.	3,00 Proz.	5 h
1,0′	2 h 20′	0,50 Proz.	6,50 Proz.	6 h	30′	2 h —′	0,30 Proz.	—	3 h
1,0′ ruhig	2 h —′	1,75 Proz.	1,00 Proz.	5 h	30′	3 h —′	—	—	3 h
1,0′ kräftig	1 h 40′	5,50 Proz.	—	3 h	30′	3 h —′	—	1,00 Proz.	5 h
1,0′	2 h —′	2,00 Proz.	3,00 Proz.	5 h	30′	2 h 40′	—	—	3 h

und Meyerschen Fontaktometer und in der vollständig geschlossenen Kanne. Ein Teil der Beobachtungen ist in der vorstehenden Tabelle III vermerkt (die angegebenen Zahlen bedeuten Volt sec^{-1} und sind für verschiedene Reihen nicht vergleichbar). Die Mittelwerte sind bei den einzelnen Versuchen aus 15—40 Beobachtungen berechnet. Wesentlich ist, daß sich die Ablesungen über den ganzen Zeitraum verteilen, zur Berechnung also der vollständige Anstieg herangezogen wird, dann paßt die Beobachtung sich immer am besten den Duaneschen Zahlen an. Liegen die Beobachtungen ausschließlich am Anfang des Anstieges, so scheinen sie günstiger für die Götzsche, ja unter Umständen für die Berndtsche Kurve. Der mittlere Fehler ist in Einheiten der letzten Dezimale angegeben; er wurde wie in allen Tabellen nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Die in Klammern beigesetzten Zahlen geben den Unterschied des beobachteten Mittelwerts vom berechneten wiederum in Einheiten der letzten Dezimale an.

Hiernach muß angenommen werden, daß die Duaneschen Zahlen dem beobachtbaren Anstieg am nächsten kommen und den wahren Nullwert zu berechnen gestatten. Der Nullpunkt nach Götz würde dann im allgemeinen um 3—5 Proz. zu tief, der nach Schmidt 7—10 Proz. zu hoch und der Berndtsche 9—14 Proz. zu hoch liegen.

Obgleich demnach der Vergleich der Beobachtungen mit den Duaneschen Zahlen befriedigend ausfällt, blieben dennoch systematische Abweichungen bestehen, die sich nicht aus Ablesungsfehlern erklären lassen; das zeigt sich vor allem darin, daß die berechneten Maximalwerte fast ausnahmslos höher liegen, als die beobachteten. Außerdem treten — vor allem im Fontaktometer — Unregelmäßigkeiten auf, wie sie aus der Aufstellung in Tabelle IV hervorgehen. Der beobachtete Höchststrom liegt häufig vor 3 h, der Ionisationsstrom nimmt dann bis 3 h und länger ab und schlägt erst später den richtigen Gang wieder ein.

Für die Erklärung dieser Störungen und der systematischen Abweichungen von den Duaneschen Zahlen kommen — wie durch besondere Versuche nachgewiesen werden konnte — drei Umstände in Frage: der Lenardeffekt, ausgeschüttelte radioaktive Umwandlungsstoffe[1]) und Temperaturströme. Die Abweichungen sind beim Schütteln größer als beim Durchperlen (man vergleiche Tabelle IV); sie hängen mit der Dauer der Zirkulation, mit der Stärke des Schüttelns und mit dem Temperaturunterschied zwischen Luft und Wasser zusammen.

Aus alledem folgt, daß beträchtliche Störungen im Anstieg des Ionisationsstroms eine genaue Bestimmung der anwesenden Emanationsmenge durch einen wenige Minuten andauernden Versuch unmöglich machen. Andererseits bietet auch die Beobachtung des Maximalstroms allein (zwischen 3 und 4 Stunden) keine ausreichende Sicherheit. Für die Berechnung des Nullwerts aus dem Maximalstrom verdient die Duanesche Zahl 0,431[2]) den Vorzug gegenüber den Zahlen 0,470 von Hammer und Vohsen, 0,460 von Berndt und 0,4075 von Weszelszky-Götz.

Die mitgeteilten Erfahrungen lassen sich dahin zusammenfassen, daß eine genaue und sichere Bestimmung des Radiumemanationsgehalts einer Quelle nur möglich ist, wenn das volle Anklingen des Ionisationsstromes beobachtet wird, bis Übereinstimmung mit dem theoretischen Verhalten eintritt. Die Berechnung der von der Emanation allein herrührenden Wirkung muß nach Duane ausgeführt werden. Von diesem Nullwert muß noch auf die Zeit des Schöpfens zurückgerechnet werden. Apparate, deren Meßraum dauernd oder zeitweise mit der Außenluft in Verbindung steht, sind zu diesen Beobach-

1) W. Hammer u. Fr. Vohsen, diese Zeitschr. 14, 452, 1913.

2) Von ihr weicht die von Mache und Meyer (Radium in Biologie und Heilkunde 1, 350, 1912) für ihren Apparat gegebene Vorschrift (Emanation = 49 Proz. des Maximalstroms) nur unwesentlich ab, da der Duanesche Faktor für ihren Apparat 1,15 ist.

tungen nicht zu gebrauchen[1]). Sollen die Beobachtungen nur statistischen Zwecken dienen, wobei auf die Genauigkeit weniger Wert gelegt wird, so genügt eine kürzere Beobachtungszeit.

Zusammenfasung.

Es wurden vergleichende Messungen mit verschiedenen fontaktometrischen Apparaten und Methoden ausgeführt. Es hat sich ergeben, daß zuverlässige und vergleichbare Ergebnisse nur durch Beobachtung der vollständigen Anstiegkurve zu erzielen sind.

Der unter den gegebenen Bedingungen beobachtbare Anstieg der Ionisationskurve wird durch die Zahlen von Duane besser wiedergegeben, als durch diejenigen von Schmidt, Berndt und Götz. Die häufig auftretenden Abweichungen vom normalen Verhalten sind auf den Lenardeffekt, auf ausgeschüttelte Zerfallstoffe und auf Temperaturströmungen zurückzuführen.

1) Den relativen Einfluß der Öffnung bei den Apparaten nach Engler und Sieveking bzw. Kohlrausch und Loewenthal zeigen die in der folgende Tabelle V wiedergegebenen Messungen.

Tabelle V.

Zeit	geschlossener Kondensator	Engler u. Sieveking	Kohlrausch u. Loewenthal
— 10 Min.	100 Proz.	99½ Proz.	90 Proz.
— 30 Min.	100 Proz.	96 Proz.	75 Proz.
1 h —	100 Proz.	93½ Proz.	60 Proz.
2 h —	109 Proz.	92 Proz.	50 Proz.
3 h —	100 Proz.	90 Proz.	40½ Proz.
5 h —	100 Proz.	80 Proz.	20 Proz.

Leipzig, im Oktober 1919.

(Eingegangen 15. November 1919.)

Neuere Anschauungen über die chemischen Elemente und ihre Atome[1]).

Von Emil Kohlweiler.

Das Studium der radioaktiven Strahlungsphänomene und des damit verknüpften Atomzerfalls hat mit einem Schlage die chemischen Grundstoffe ihres universal-elementaren Charakters beraubt. Es hat mit kühnem Griff den durch die Grenzen unserer derzeitigen rein physikalischen und chemischen Untersuchungsmethoden gebildeten Schleier, der das wahre Wesen der sogenannten Grundstoffe der Materie verdeckte, gelüftet, um uns klar und deutlich zu zeigen, daß die Eigenschaft der Einfachheit und Homogenität der chemischen Elemente lediglich eine scheinbare, uns vorgetäuschte ist, daß die Grundstoffe des Chemikers vielmehr komplexen Charakter besitzen, sogar — und dies ist vor allem das überraschende Moment — in doppelter Hinsicht.

Denn einmal stellte sich mit Bestimmtheit heraus, daß die Atome (zunächst einiger schwereren Elemente) nicht nur gemäß den Rutherford-Bohrschen Ideen aus einem äußeren Elektronensystem und einem zentral dazu gelegenen, materiellen, elektrisch positiv geladenen und relativ kleinen Kernteil bestehen, sondern daß auch dieser Kernteil selbst wieder (mindestens teilweise) aufgebaut ist aus Elektronen und Heliumkernen. Zum anderen ließ sich die Existenz sog. isotoper Elemente konstatieren, die bei verschiedenen Atommassen zurzeit nicht unterscheidbare chemische Eigenschaften, optische Spektren, Röntgenspektren und andere physikalische Qualitäten besitzen, und die daher, miteinander gemischt, als ein und dasselbe chemische Element in Erscheinung treten, sodaß teilweise das, was wir als homoatomares Element ansprachen, wie z. B. das Uran, sich als ein Gemisch heteroatomarer, lediglich isotoper Elemente, als eine sog. Plejade entpuppte, die in Wirklichkeit nicht ein Element, sondern einen bestimmten, aus mehreren Elementen gebildeten Elementtypus repräsentiert. Sowohl der Atombegriff als auch der Elementbegriff mußten bzw. müssen einer eingehenden Revision unterzogen werden[1]). Das erstere war vorauszusehen, das zweite nicht. Denn während der Todesstoß der alten Atomvorstellung weniger katastrophal wirkte, insofern er vorbereitet war durch die Tatsache der periodischen Regelmäßigkeiten der chemischen Elemente, den komplexen Charakter der optischen Spektren der chemischen Grundstoffe sowie das Phänomen der Kathodenstrahlung, trat die Erscheinung der Isotopie ganz unvermittelt und völlig überraschend in Erscheinung.

Es ist nun sehr naheliegend und begründet, die im Rahmen der Radioaktivität aufgefundenen Beziehungen betreff des Baues der Atome und der Grundstoffe des Chemikers überhaupt nicht nur auf einige der schwersten Elemente

1) Nach einem am 22. Nov. 1919 anläßlich der Herbstversammlung des mathematisch-naturwissenschaftlichen Vereins von Württemberg gehaltenen Vortrag. Vgl. auch Referate in der Zeitschr. f. angew. Chemie und der Chemikerzeitung über einen am 27. Juni 1919 vor der Chemischen Gesellschaft zu Stuttgart gehaltenen Vortrag, sowie meine in der Zeitschr. f. phys. Chemie 94, 513, 1920 erschienene Arbeit „Konstitution und Konfiguration der Atome".

1) Vgl. „Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen" von K. Fajans. Heft 45 der Sammlung Vieweg.

zu beschränken, sondern dieselben vielmehr auf alle chemischen Elemente (ev. mit diesen oder jenen Einschränkungen bzw. Erweiterungen) zu übertragen. D. h. es ist einmal äußerst wahrscheinlich, daß alle Atome komplex sind, daß insbesondere auch die Kerne aller Atome (1 oder 2 Atome ausgenommen) völlig aus einigen wenigen Grundsteinen zusammengesetzt sind, so daß sich die einzelnen Elemente bzw. ihre Atome nicht qualitativ und prinzipiell, sondern nur quantitativ und graduell voneinander unterscheiden. Und weiterhin spricht die Wahrscheinlichkeit in hohem Grade für die Annahme, daß alle Elemente des Chemikers (wieder einige wenige zum Teil vielleicht nur praktische Ausnahmen ignoriert) Isotopengemische darstellen, deren einzelnen Komponenten demselben Elementtypus angehören, dessen Eigenschaften durch das bisherige physikalische und chemische Studium allein fixiert sind, während die differierenden Qualitäten der einzelnen isotopen Komponenten eines Typus zurzeit noch nicht festgestellt sind. Die zahlreichen periodischen Regelmäßigkeiten in Eigenschaften und Verhalten der sogenannten Elemente, die zwingend auf einen genetischen bzw. konstitutionellen Zusammenhang der scheinbaren Grundstoffe der Materie hinweisen, sprechen für die erste Annahme, während sich mit der zweiten Annahme die bezogen auf $He = 4$ unganzzahligen und sich im Feinern völlig unregelmäßig entwickelnden Atomgewichte, deren nur angenähert funktionelle Abhängigkeit von der Frequenz einer bestimmten Welle des Hochfrequenzspektrums sowie die bekannten sog. Unregelmäßigkeiten des periodischen Systems befriedigend erklären lassen.

Denn all diese Tatsachen weisen ausnahmslos eindeutig darauf hin, daß die Verbindungsgewichte nicht der integrierende primäre Faktor der Elemente sind, daß dieser vielmehr in der elektrischen Ladung der Atome besteht, die für alle Glieder eines Typus dieselbe ist, und die sich von Typus zu Typus um eine Einheit regelmäßig ändert, während die Verbindungsgewichte Mischungsgewichte darstellen, Mittelwerte aus den verschiedenen Atomgewichten der isotopen Komponenten eines Typus, die sich von Typus zu Typus nicht um genau denselben Betrag ändern.

Die Grundstoffe des Chemikers sind Isotopengemische, ihre Verbindungsgewichte sind sekundäre Größen, sind Mischungswerte, sind Eigenschaften, die nur der Mischung als solcher zukommen. Die elektrische Kernladung in ihrer Gesamtheit, d. h. die Differenz aus der Zahl der positiven und der Zahl der negativen Elementarquanten des Kerns, kurz die Kerndifferenz und alle nur von dieser bedingten Qualitäten sind ausgesprochene Typuseigenschaften und sind somit für alle Elemente eines Typus gleich. Die Atomgewichte der Elemente endlich, sowie die beiden Arten von elektrischen Kernladungen und die hierdurch bestimmten Qualitäten sind Arteigenschaften, Eigenschaften, die nur einem Element des Typus zustehen.

Die Atomgewichte aller Elemente, d. h. der einzelnen Glieder aller 87 bekannten Typen, sind auf $He = 4$ bezogen ganzzahlig und geradzahlig, so daß die einzelnen Werte um eine gerade Anzahl von (relativen) Einheiten differieren. Es ist dies eine Folgerung aus dem Atomgewicht des He als einem Bestandteil der Atome, der hierdurch bedingten Atommassendifferenz von $2 \cdot 2$ Einheiten der Isotope derselben aktiven Zerfallsreihe, sowie der Atommassendifferenz der Kopfglieder beider Zerfallsreihen, U und Th, um $3 \cdot 2$ Einheiten[1]) und dem dadurch bedingten Unterschied in den Atomgewichten zweier Isotope verschiedener Zerfallsreihen um wenigstens 2 Einheiten. Mindestens zwei solcher gerade und ganzzahlige Atomgewichte aufweisende isotope Elemente sind im allgemeinen zu einem Scheinelemente gemischt und zwar in (nahezu und. meist) konstantem, jedem Typus spezifischem Verhältnis, so daß die gebrochenen Verbindungsgewichte als scheinbar primäre Konstanten unserer ebenfalls nur scheinbaren Elemente resultieren.

Der genetische bzw. konstitutionelle Zusammenhang der Elemente dürfte nun in den aktiven Zerfallsreihen sein Spiegelbild besitzen. Wir nehmen daher die Existenz zweier Entwicklungsreihen mit den bekannten Endgliedern Th und U an, die parallel (im groben wenigstens) durchs periodische System schreiten, und zwar nicht in einer Richtung geradlinig, sondern alternierend infolge Wechsels in der Einlagerung von Heliumkernen und Elektronen, wobei die Addition von He^{++} eine Verschiebung um 2 Plätze gegen das Ende des periodischen Systems und ein Plus eines Elektrons ein Produkt in dem vorhergehenden Platz bedingt. Während der geradlinigen Entwicklung besteht somit jedes Scheinelement aus 2 Isotopen verschiedener Reihen mit den zum bekannten Mischungsgewicht des Typus nächst niederen und nächst höheren geraden Werten als Atom-

1) Die von Hönigschmid für U und Th ermittelten Werte 238,2 und 232,15 dürften Mischwerte und keine Atomgewichte sein, d. h. die Abweichung dieser Werte von den nächsten geraden und ganzzahligen dürften wohl auf beigemischte schwerere, noch unbekannte Isotope zurückzuführen sein.

gewichten. So besteht Neon (20,2) aus einem *Ne* 20 und einem *Ne* 22. Durch Addition eines He^{++} in jeder Reihe entstehen *Mg* 24 und *Mg* 26, die zur Plejade *Mg* (24,3) gemischt sind.

Da die Einlagerung von He^{++} eine Verschiebung im System um 2 Plätze bedingt, und die Alternationen analog denen in den Zerfallsreihen paarweise auftreten dürften, liegt es im Wesen des Entwicklungsmechanismus begründet, daß nicht sämtliche Plätze von den beiden Reihen passiert werden, wie auch die beiden Zerfallsreihen die Gruppen I und VII völlig ignorieren. Um den bestehenden Verhältnissen nun gerecht zu werden, nehmen wir zwei obiger Reihenpaare an, eines der geradwertigen und eines der ungeradwertigen Elemente, die getrennt aber analog verlaufen und sich infolge Alternationen hin und wieder kreuzen und vermischen. So entsteht die zwischen dem diskutierten *Ne* und *Mg* liegende Plejade Natrium (23,0) als Mischung eines *Na* 22 und eines *Na* 24 durch He^{++}-Einlagerung in die beiden Isotopen *F* 18 und *F* 20 des Scheinelementes *F* (19). Es ist bekannt, daß die Änderung der Verbindungsgewichte im Groben einen entsprechenden Gang zeigt und so unsere Annahme stützt.

Soweit nur 2 Komponenten an der Bildung einer Plejade beteiligt sind, kann, da die Atomgewichte der beiden Isotope nach der Theorie und das Verbindungsgewicht der Mischung experimentell bekannt sind, die quantitative Beteiligung beider Elemente durch einfache Rechnung (z. B. mittels der Winkelregel) ermittelt werden. Für *Ne* (20,2) ergibt sich z. B., daß 9 Teile des leichteren Isotops mit einem Teil des schwereren gemischt sind.

Innerhalb der beiden Reihenpaare vollzieht sich die Entwicklung der Materie durch Einlagerung (ausnahmsweise auch wieder durch Austritt) von *He*-Kernen und Elektronen. Wodurch unterscheiden sich nun die isotopen Glieder eines Reihenpaares, die wir als Thor- und Urankomponente unterscheiden können, angesichts der Tatsache, daß *Th* und *U* die Endglieder des geradwertigen Reihenpaares sind?

Es hat sich gezeigt, daß Isotope bei gleicher Kerndifferenz verschiedene Atommassen besitzen[1]). Da sich nun sowohl die Endglieder eines Reihenpaares, *Th* und *U*, als auch die isotopen Komponenten der beiden Reihen in der aktiven Zerfallszone und am Anfang der Entwicklungsreihen um eine ungerade Anzahl von 2 Einheiten in ihren Atomgewichten unterscheiden, kann die Differenz auf verschiedenen He^{++}-Gehalt nicht zurückgeführt werden. Diese muß vielmehr durch Partikelchen mit 1 oder 2 Masseneinheiten begründet sein, weshalb von Bekanntem nur der Wasserstoff in Form von Doppelatomen bzw. Molekülkernen in Betracht kommen kann. Wir nehmen daher an, daß sich in beiden Reihenpaaren die Glieder der einen Reihe, die wir Thorreihe nennen können, von den isotopen Elementen der anderen (Uran-)Reihe dadurch unterscheiden, daß sie im Zentrum des Atomkerns an Stelle des He^{++} der Uran-Komponenten ein H_2^{++}-Gebilde besitzen. Es ist evident, daß hierdurch eine Atommassendifferenz der beiden isotopen Glieder um 2 Einheiten bei gleicher Kerndifferenz gegeben ist. Wir werden noch sehen, daß die eingeführte Annahme durch die genialen Versuche Rutherfords, nach denen das Stickstoffatom aus 3 *He*- und 2 *H*-Atomen aufgebaut ist, glänzend bestätigt wird.

Auftretende Alternationen infolge Einbaus von Kernelektronen und Kompensation der dadurch bewirkten rückwärtsgehenden Richtungsänderung in der Entwicklung der Materie durch Extra-Addition eines He^{++} bedingen eine Vermehrung der Komponentenzahl für die Elementtypen, durch deren Plätze die Alternation erfolgt, und damit natürlich auch (in der Richtung der Entwicklung gesehen) eine Erhöhung des Mischungsgewichts der Plejaden. Während also beim Fehlen von Alternationen die Vergrößerung des Atomgewichts z. B. der leichteren Komponente um 4 Einheiten die zum Verbindungsgewicht der übernächsten Plejade im System nächst niedere gerade Zahl ergeben muß, stimmt dieser Gang beim Eintreten von Alternationen nicht mehr.

Auf diese Weise läßt sich feststellen, daß für die 17 ersten Elementtypen des Systems keine Alternationen in Betracht kommen, daß somit alle Plejaden bis zum Scheinelement *Cl* aus nur 2 Isotopen bestehen, während bei *Ar* (Plejade 18) erstmals mehrere Isotope (Alternationsisotope, Isotope derselben Reihe) auftreten infolge Alternierens einer Reihe zwischen Platz 20 und Platz 18. Es ergibt sich das ohne weiteres aus der Änderung der Verbindungsgewichte: Die schwerste Komponente der Plejade 16 ist *S* 34; die Einlagerung von He^{++} ergibt *Ar* 38 als ohne Alternation schwerste Komponente für Plejade 18. Da aber der Mischwert 39,9 beträgt, muß mindestens noch eine Komponente *Ar* 40 vorhanden sein, gebildet

1) Eine Isotopie bei gleicher Atommasse dürfte nicht anzunehmen sein, da sie nur durch Strukturisometrie zweier Atome erklärbar wäre, für deren Vorhandensein aber nichts spricht. Aus diesem Grunde erscheint mir auch die derzeitige Theorie der Genesis des *Ac* (über *Pa* und *UY*) durch dualen Zerfall des *U* II unter gleicher (α-) Strahlung völlig unwahrscheinlich.

durch Alternation der „leichteren" Reihe: $S\,32 + He^{++} = Ar\,36$; $Ar\,36 + He^{++} = Ca\,40$; $Ca\,40 + 2(-) = Ar\,40$. Wie sich so ermitteln läßt, zeigen sich beim Gang durch das periodische System im ganzen 22 *He*-Alternationen.

Die Materie entwickelt sich somit in 2 Reihenpaaren, einem Reihenpaar der (maximal) ungeradwertigen und einem der (maximal) geradwertigen Elemente, die sich hin und wieder infolge Alterationen vermischen, erstmals im Platz 19[1]). Jedes Paar besteht aus 2 Zwillingsreihen, die als Kopfglieder das nullwertige *He*-Atom und das ebenfalls nullwertige H_2-Molekül besitzen. Die Kerne aller folgenden Glieder entstehen beim normalen Verlauf, wie er sich zunächst bis zum Platz 26 abspielt, durch Addition von *He*-Kernen und Elektronen unter Verschiebung um zwei Plätze nach oben bez. einen Platz nach rückwärts.

Tabelle I.

Typus	Mischungsgewicht	Komponenten: Atomgewichte	Komponenten: Atomkern, Materielle Partikel	Positive Quanten	Kernelektronen	Kerndifferenz	Mischungsverhältnis
3 *Li*	6,94	6	$H_2{+}{+} + He{+}{+}$	4	1	3	53
		8	$He{+}{+} + He{+}{+}$	4	1	3	47
5 *B*	11,0	10	$H_2{+}{+} + 2\,He{+}{+}$	6	1	5	1
		12	$He{+}{+}{+} + 2\,He{+}{+}$	6	1	5	1
7 *N*	14,01	14	$H_2{+}{+} + 3\,He{+}{+}$	8	1	7	199
		16	$He{+}{+}{+} + 3\,He{+}{+}$	8	1	7	1
9 *F*	19,0	18	$H_2{+}{+} + 4\,He{+}{+}$	10	1	9	1
		20	$He{+}{+}{+} + 4\,He{+}{+}$	10	1	9	1
11 *Na*	23,0	22	$H_2{+}{+} + 5\,He{+}{+}$	12	1	11	1
		24	$He{+}{+}{+} + 5\,He{+}{+}$	12	1	11	1
13 *Al*	27,1	26	$H_2{+}{+} + 6\,He{+}{+}$	14	1	13	9
		28	$He{+}{+}{+} + 6\,He{+}{+}$	14	1	13	11
15 *P*	31,0	30	$H_2{+}{+} + 7\,He{+}{+}$	16	1	15	1
		32	$He{+}{+}{+} + 7\,He{+}{+}$	16	1	15	1
17 *Cl*	35,46	34	$H_2{+}{+} + 8\,He{+}{+}$	18	1	17	27
		36	$He{+}{+}{+} + 8\,He{+}{+}$	18	1	17	73
19 *K*	39,1	38	$H_2{+}{+} + 9\,He{+}{+}$	20	1	19	
		40	$He{+}{+}{+} + 9\,He{+}{+}$	20	1	19	
		40	$He{+}{+}{+} + 9\,He{+}{+}$	20	1	19	
21 *Sc*	45,1	42	$H_2{+}{+} + 10\,He{+}{+}$	22	1	21	
		44	$He{+}{+}{+} + 10\,He{+}{+}$	22	1	21	
		48	$He{+}{+}{+} + 11\,He{+}{+}$	24	3	21	
23 *V*	51,0	46	$H_2{+}{+} + 11\,He{+}{+}$	24	1	23	
		48	$He{+}{+}{+} + 11\,He{+}{+}$	24	1	23	
		50	$H_2{+}{+} + 12\,He{+}{+}$	26	3	23	
		52	$He{+}{+}{+} + 12\,He{+}{+}$	26	3	23	
25 *Mn*	54,9	50	$H_2{+}{+} + 12\,He{+}{+}$	26	1	25	
		56	$He{+}{+}{+} + 13\,He{+}{+}$	28	3	25	

1) Beim β-aktiven Typus *Al*.

$H_2{+}{+} + He{+}{+}$ ergibt den materiellen Kern von *Li* 6 und aus $He{+}{+} + He{+}{+}$ resultiert der Kern von *Li* 8, welche beiden Elemente zum Scheinelement *Li* (6,94) gemischt sind. Da die Kerndifferenz für den *Li*-Typus 3 betragen muß, enthalten beide Isotope des *Li*, sowie alle sich von diesen durch Addition von $He{+}{+}$ ableitenden ungeradwertigen Elemente 1 Elektron in Kern.

$He{+}{+} + He{+}{+} + 1(-)$ ergibt *Li* 8; $He{+}{+} + He{+}{+}$ ohne Kernelektron ist die Kernkonstitution des *Be* 8 mit der Kerndifferenz 4. Die schwerere Komponente des *Be* (9,1), *Be* 10, ist fixiert als $H_2{+}{+} + 2\,He{+}{+} + 2(-)$. Alle folgenden Elemente dieses Reihenpaars bis *Ar* 36 und *Ar* 38 besitzen ebenfalls das leichtere Isotop 0 und das schwerere 2 Kernelektronen. Die theoretische Möglichkeit der Umwandlungen eines Isotops eines Typus in ein Element des

Tabelle II.

Typus	Mischungsgewicht	Komponenten: Atomgewichte	Komponenten: Atomkern, Materielle Partikel	Positive Quanten	Kernelektronen	Kerndifferenz	Mischungsverhältnis
4 *Be*	9,1	8	$He{+}{+}{+} + He{+}{+}$	4	0	4	9
		10	$H_2{+}{+} + 2\,He{+}{+}$	6	2	4	11
6 *C*	12,0	12	$He{+}{+}{+} + 2\,He{+}{+}$	6	0	6	1
		14	$H_2{+}{+} + 3\,He{+}{+}$	8	2	6	0
8 *O*	16,00	16	$He{+}{+}{+} + 3\,He{+}{+}$	8	0	8	1
		18	$H_2{+}{+} + 4\,He{+}{+}$	10	2	8	0
10 *Ne*	20,2	20	$He{+}{+}{+} + 4\,He{+}{+}$	10	0	10	9
		22	$H_2{+}{+} + 5\,He{+}{+}$	12	2	10	1
12 *Mg*	24,3	24	$He{+}{+}{+} + 5\,He{+}{+}$	12	0	12	17
		26	$H_2{+}{+} + 6\,He{+}{+}$	14	2	12	3
14 *Si*	28,3	28	$He{+}{+}{+} + 6\,He{+}{+}$	14	0	14	17
		30	$H_2{+}{+} + 7\,He{+}{+}$	16	2	14	3
16 *S*	32,1	32	$He{+}{+}{+} + 7\,He{+}{+}$	16	0	16	19
		34	$H_2{+}{+} + 8\,He{+}{+}$	18	2	16	1
18 *Ar*	39,9	36	$He{+}{+}{+} + 8\,He{+}{+}$	18	0	18	
		38	$H_2{+}{+} + 9\,He{+}{+}$	20	2	18	
		40	$He{+}{+}{+} + 9\,He{+}{+}$	20	2	18	
20 *Ca*	40,1	40	$He{+}{+}{+} + 9\,He{+}{+}$	20	0	20	
		42	$H_2{+}{+} + 10\,He{+}{+}$	22	2	20	
		44	$He{+}{+}{+} + 10\,He{+}{+}$	22	2	20	
22 *Ti*	48,1	46	$H_2{+}{+} + 11\,He{+}{+}$	24	2	22	
		48	$He{+}{+}{+} + 11\,He{+}{+}$	24	2	22	
		48	$He{+}{+}{+} + 11\,He{+}{+}$	24	2	22	
		50	$H_2{+}{+} + 12\,He{+}{+}$	26	4	22	
24 *Cr*	52,0	50	$H_2{+}{+} + 12\,He{+}{+}$	26	2	24	
		52	$He{+}{+}{+} + 12\,He{+}{+}$	26	2	24	
		54	$H_2{+}{+} + 13\,He{+}{+}$	28	4	24	
		50	$H_2{+}{+} + 12\,He{+}{+}$	26	2	24	
		56	$He{+}{+}{+} + 13\,He{+}{+}$	28	4	24	

benachbarten Typus durch Elektronenmission liegt auf der Hand.

Die Tabellen I und II fixieren die gegebenen Verhältnisse für die anfänglichen Glieder des Systems, Tabelle I für das ungeradwertige Reihenpaar, Tabelle II für das geradwertige Reihenpaar. K 40 und V 50 sind Alternationsglieder der geraden Reihen; Ti 48, Cr 50 und Cr 56 gehören dem ungeraden Reihenpaar an. Die Plätze 19 und 23, 22 und 24 sind somit Kreuzpunkte beider Reihenpaare. Eine o in der Rubrik Mischungsverhältnis bedeutet das Fehlen der betreffenden Komponente. Den konstitutionellen bzw. genetischen Zusammenhang aller Elemente wird ein Schema meiner nächsten Arbeit fixieren.

Die gegebene Isotopen- und Atombautheorie wird den bestehenden Verhältnissen und Tatsachen in jeder Weise gerecht und ist besonders durch den Gang der Atomgewichte und die radioaktiven Forschungsergebnisse sehr wahrscheinlich gemacht. Eine sehr wesentliche und glänzende Bestätigung erhielt jedoch die Theorie durch die ebenso interessanten wie bedeutenden Versuche Rutherfords.

Rutherford erhielt[1]) beim Bombardement völlig trockener Luft mit α-Partikelchen des RaC weitreichende Strahlen, die sich mittelst der Szintillationsmethode und auf Grund ihres Verhaltens im elektrischen Feld als identisch erwiesen mit den Strahlen, die bereits früher bei der Bestrahlung von Wasserstoffgas mit α-Partikelchen beobachtet wurden, mit H+-Strahlen. Beim Experiment mit reinem N_2 anstatt mit Luft zeigte sich der Effekt um 25 Proz. öfter. Dies beweist, daß die Erscheinung auf den Stickstoff zurückgeführt werden muß: Durch den zentral erfolgenden Zusammenstoß eines mit großer kinetischer Energie begabten He++-Partikels mit einem N_2-Molekül, wird letzteres völlig demoliert und in seine atomistisch gebundenen elementaren Bestandteile aufgelöst, zu denen somit, wie das Experiment ergab, der Wasserstoff zu zählen ist. Auf 10^5 emittierte He++-Strahlen des RaC kommt nur 1 H+-Strahl; dies beweist, daß nur der Zusammenstoß mit dem Kern eines N-Atoms, der, in Anbetracht des, verglichen mit der ganzen Atomgröße, sehr, sehr kleinen Volumens des Kerns, natürlich relativ selten erfolgt, H+-Strahlen liefert. Da weiter reines H_2-Gas 12 H+-Strahlen auf 1 H+-Strahl in N_2-Gas zeigt, kann nicht jeder Kernzusammenstoß zur Entstehung des Effektes führen. Hieraus wird gefolgert werden dürfen, daß periphere Streifschüsse eines N-Kerns noch keine H+-Strahlung ergeben, daß diese vielmehr nur bei völlig zentralem Zusammenstoß erfolgt, ein Argument für die Annahme, die Thorkomponenten der Elementtypen besitzen im Zentrum die H_2++-Gebilde.

Rutherford kommt zu dem Ergebnis, daß das Stickstoffatom aus 3 He- und 2 H-Atomen aufgebaut sei, eine sehr beachtenswerte Übereinstimmung mit meiner Theorie.

Weiter arbeitete Rutherford mit reinem O_2 an Stelle von N_2. Da hierbei der Effekt vollständig ausblieb, so folgt, daß der Sauerstoff keinen Wasserstoff zum Atomaufbau benötigt hat. Nach der entwickelten Theorie besteht nun die Plejade O aus den beiden Isotopen O16 und O18. Diese sind derart gemischt, daß sich für die Mischung das Gewicht 16,00 ergibt, woraus folgt, daß die schwerere Komponente O18 (mindestens praktisch) völlig fehlen muß. Diese fehlende Komponente ist aber gerade die, welche, wie aus Tabelle II ersichtlich ist, das H_2++-Zentrum besitzt, während das allein vorhandene Isotop O16 lediglich aus 4 He++ besteht. Beim Stickstoff liegt der Fall dagegen, wie Tabelle I zeigt, gerade umgekehrt. Hier überwiegt weit die Komponente N14, so daß fast alle N-Atome H_2++-Zentren besitzen. Die Übereinstimmung meiner Theorie mit den experimentellen Daten Rutherfords ist überraschend gut.

Aus den diskutierten Verhältnissen folgt sodann ohne weiteres, daß es von vornherein aussichtslos erscheinen muß, die Frage nach der Isotopie der Grundstoffe des Chemikers mit einer diesbezüglichen Untersuchung an Sauerstoffgas entscheiden zu wollen, und ein hierbei sich ergebendes negatives Resultat, wie es die Herren Stern und Volmer[1]) erhielten, ist kein Argument gegen die Isotopentheorie der chemischen Elemente, sondern bildet geradezu eine Bestätigung der vorliegenden Theorie, nach der ja der Sauerstoff eine der wenigen Plejaden bildet, die nur aus einer Komponente bestehen.

Zwecks direkter Prüfung der Isotopentheorie werden von mir zurzeit an der Stuttgarter Technischen Hochschule Versuche ausgeführt, und zwar mit dem Typus Jod, der nach der Theorie durch 5 Komponenten[2]) vertreten ist, und zwar derart, daß die 3 leichteren (J 122, J 124 und J 126) mit den beiden schwereren (J 128 und J 130) nahezu in dem Verhältnis 1 : 1 gemischt sind, angesichts der Tatsache, daß das Mischgewicht (126,92) von den beiden

1) Phil. Mag. **37**, 537—587, Juli 1919.

1) Ann. d. Phys. [4] **59**, 225—238, 1919.
2) Siehe meine folgende Arbeit.

nächsten Isotopenatomgewichten fast gleich weit entfernt ist[1]).

Ebenso wie beim Sauerstoff mußte Rutherford bei CO_2 ein Ausbleiben des untersuchten Effekts konstatieren: auch das Kohlenstoffatom ist wasserstoffrei. Tabelle II beweist auch hier die glänzende Bestätigung der Theorie.

Endlich sei noch die subtile Methode der elektromagnetischen Analyse der Kanalstrahlen Thomsons erwähnt. Werden Kanalstrahlen, die durch ein magnetisches und ein elektrisches Feld abgelenkt wurden, senkrecht zur ursprünglichen Strahlenrichtung photographiert, so entstehen auf den Platten Parabeln, deren Verlauf eine Funktion der Größe der erfolgten Ablenkung ist und somit von der spezifischen Ladung e/m der Teilchen und ihrer Wucht $^1/_2\, mv^2$ bedingt ist. Partikelchen mit gleichem e/m erfahren dieselbe Ablenkung bei gleichem v und ergeben so bei verschiedenem v ein und dieselbe Parabel, während verschiedene e/m verschiedene Parabeln ergeben, wobei Thomson zeigte, daß aus der Entfernung des Parabelanfangs vom zentralen Auftreffpunkt der nicht abgelenkten Strahlen e und m ermittelt werden können. Thomson arbeitete mit Edelgasen und es ergaben sich für Ne-Kanalstrahlen zwei Parabeln, aus deren Anfang Thomson die Massen der beiden Partikelarten zu 20 und 22 ermittelte. Dies bedeutet aber nichts anderes, als daß $Ne(20,2)$ aus einem $Ne\,20$ und einem $Ne\,22$, dem Neon und dem Metaneon besteht, genau wie meine Theorie ableitet[2]).

Es wäre äußerst wichtig und interessant, sowohl die Thomsonschen als auch die Rutherfordschen Versuche an einem geeigneten Institut zu wiederholen und auszudehnen. Besonders bedeutungsvoll müßte bei den Rutherfordschen Versuchen eine quantitative Verfolgung des Effekts sein, woraus sich ein subtiler Prüfstein meiner Theorie ergäbe. Da z. B. $F(19)$ beide Komponenten zu gleichen Teilen besitzt, müßten im F_2-Gas unter denselben Bedingungen in derselben Zeit nur halb soviel durch H^+-Partikelchen hervorgerufene Lichtblitze wie in einer N_2-Atmosphäre zu konstatieren sein. Denselben Wert müßte auch z. B. P_2-Dampf ergeben, während bei Cl_2-Gas der Effekt nur $^1/_4$ des Effekts bei N_2 ausmachen dürfte, in Anbetracht der in $Cl(35,5)$ vorliegenden Mischung

$$Cl\,34 : Cl\,36 = Cl_{H_2^{++}} : Cl_{He^{++}} = 1 : 3.$$

Über den Verlauf der beiden Reihenpaare durch die Plätze von Nummer 26 des periodischen Systems an, über die Zahl der Isotope dieser Plejaden und die Konstitution ihrer Atome wird eine folgende Arbeit kurz berichten.

Stuttgart, Dezember 1919.

(Eingegangen 16. Dezember 1919)

1) Anmerkung bei der Korrektur: Die vorläufigen Versuche ergaben ein positives Resultat im Sinne der Isotopentheorie, worüber in der Zeitschr. f. phys. Chemie eingehend berichtet werden wird. Auch konnte Aston Cl als Isotopenmischung identifizieren. Allerdings findet Aston (Nature **104**, 337, 1919) $Cl(35,46) = Cl\,35 + Cl\,37$.

2) Eine neuere Notiz von Aston und Lindemann (Phil. Mag. **37**, 523, 1919 bezeichnet die Existenz des Metaneons als noch nicht erwiesen, während frühere Diffusionsversuche Astons (diese Zeitschr. **14**, 1303, 1913) eine Gliederung des $Ne(20,2)$ in $Ne\,20$ und $Ne\,22$ rechtfertigen.

Eine Schwebungsmethode zur Prüfung der Trägheit von Kontaktdetektoren.

Von Robert Ettenreich.

1. Problemstellung.

Enge gekoppelt mit der Frage nach der Wirkungsweise der Empfangsanzeiger für drahtlose Telegraphie ist die Erforschung ihrer Ansprechdauer, bzw. ihrer Trägheit. Der in der Praxis soviel gebrauchte Kontaktdetektor besteht bekanntlich aus zwei sich berührenden Halbleitern (meist Glanzen oder Kiesen) oder eines solchen Minerals mit einem Metall, und zeigt bei der Untersuchung mit Gleichstrom eine auffallende Abweichung vom Ohmschen Gesetz. Die Strom-Spannungscharakteristik verläuft, verschieden je nach der Art des verwendeten Detektors, zwar stetig, aber stark gekrümmt durch den Ursprung, rechts und links davon aber nähert sie sich wieder einer geraden Linie, also dem Ohmschen Gesetz. Fig. 1 zeigt die Gleichstromcharakteristik, die an einem Bleiglanz-Nickelin-Detektor, auf dem sich auch die folgenden Messungen beziehen, aufgenommen wurde. Eine bestimmte in der Richtung Bleiglanz-Nickelin angelegte Spannung verursacht eine bedeutend größere Stromstärke, als die gleiche Spannung in entgegengesetzter Richtung; die Folge davon ist eine „Gleichrichterwirkung" beim Anlegen von Wechselstrom an den Detektor. Den Verlauf dieser Gleichrichterwirkung für 50 periodigen Wechselstrom hat G. W. Pierce an Oszillographen-Aufnahmen mittelst Braunscher Röhre bereits 1910 studiert und volle Übereinstimmung mit den Gleichstrommessungen festgestellt[1]).

Es fragt sich nun: Inwieweit ist die Gleich-

1) G. W. Pierce, Principles of wireless telegraphy New York 1910.

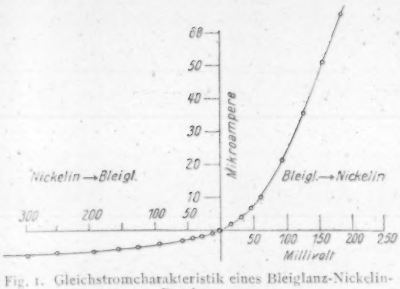

Fig. 1. Gleichstromcharakteristik eines Bleiglanz-Nickelin-Detektors.

stromcharakteristik auch auf schnelle Wechselströme anwendbar? oder mit anderen Worten: bis zu welcher Frequenz ist die dynamische Charakteristik mit der statischen praktisch identisch?

Zunächst ist klar, daß diese gesuchte kritische Frequenz höher als Tonfrequenz liegt, denn sonst wäre kein Empfang von tönenden Funkenstationen, und kein Schwebungsempfang[1]) ungedämpfter Sender möglich. Bei diesem Schwebungs- oder Überlagerungsempfang wird die ankommende Schwingung bekanntlich durch einen in der Empfangsstation befindlichen kleinen Audiongenerator (A in Fig. 2) mit einer Schwingung von nahezu gleicher Frequenz überlagert, so daß im Detektorkreis Schwebungsfolgen induziert werden (Fig. 3). Die Schwebungsfrequenz, d. h. die Anzahl der Schwebungsmaxima pro Sekunde ist natürlich gleich der Frequenzdifferenz zwischen der ankommenden und der Lokal-Schwingung, und kann durch Veränderung der Wellenlänge des Lokalgenerators beliebig verändert werden. Es sei z. B. die Frequenz der Lokalschwingung, ν_2 größer als die der empfangenen ν_1; dann ist in Telephon T (Fig. 2) der Ton $\nu_2 - \nu_1$ hörbar, der um so tiefer wird, je mehr man durch Vergrößerung des Schwingungskondensators C ν_2 verkleinert. Bei $\nu_2 = \nu_1$ verschwindet der Ton und durchläuft bei weiterer Vergrößerung von C, wie eine Sirene, wiederum in steigender Folge alle Tonhöhen. Dabei ist die erreichbare Tonhöhe, wie die Praxis zeigt, nach oben nur durch die Empfindungsschwelle des Ohres, bzw. durch die Trägheit der Telephon-Membrane, nicht aber

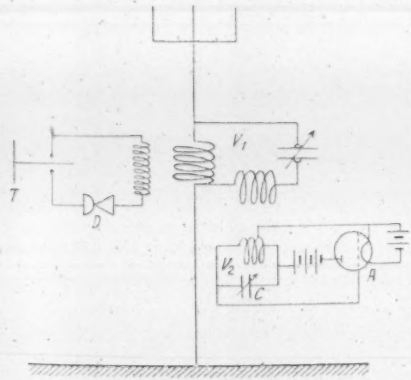

Fig. 2. Schema eines Schwebungsempfängers.

durch die Trägheit des Kristalldetektors D begrenzt. Damit ist bewiesen, daß der Detektorkreis von Gleichstromstößen von der Schwebungsfrequenz durchflossen wird. Der Detektor verzerrt also die in Fig. 3a gezeichnete Schwebung etwa in die Form der Fig. 3b, die außer den beiden Grundschwingungen auch noch die in Fig. 3c skizzierte Frequenz $\nu = \nu_2 - \nu_1$ als Komponente enthält. Das kann entweder dadurch erfolgen, daß jede einzelne Schwingung gleichgerichtet wird, oder dadurch, daß die in jeder Schwebungsfolge der Kontaktstelle zugeführte elektrische Energie dort in eine Sekundärspannung verwandelt wird. Jedenfalls beweist die Praxis, daß diese Gleichstromstöße bis zur höchsten akustischen Frequenz vorhanden sind, daß also die „kritische Frequenz" höher liegen muß als etwa 20000 sec^{-1}. Um ihr näher zu kommen, mußte ich daher die akustische Methode verlassen und zu einer elektrischen Reso-

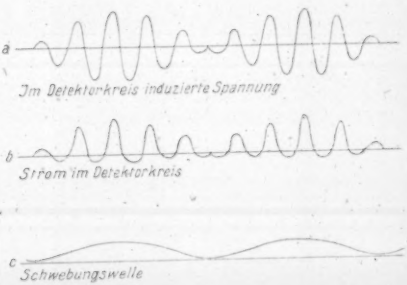

Fig. 3.

[1]) Heterodyne-Empfang. Fessenden, Electrician 59, 985, 1907. Diese Empfangsanordnung soll, weil für das Kommende wichtig, für jene Leser, die der drahtlosen Technik ferner stehen, ganz kurz beschrieben werden.

nanz-Methode übergehen[1]). Die Anordnung war folgende:

2. Methode.

Zwei Audiongeneratoren (A_1 und A_2 in Fig. 4 bloß durch ihre Schwingungskreise angedeutet) induzierten auf die Kopplungsspulen k_1 und k_2 eines aperiodischen Kreises, der außerdem den zu untersuchenden Detektor D und eine dritte Kopplungsschleife K_3 enthielt, die auf die Spule des Wellenmessers W wirkte. Wurde der Detektor D zunächst durch den Schlüssel S überbrückt, so konnten nur die Frequenzen ν_1 und ν_2 der beiden Generatoren aus den Resonanzausschlägen des Wellenmesserinstrumentes

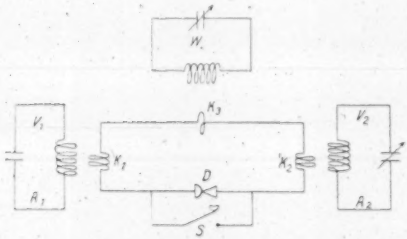

Fig. 4. Schwebungsschaltung.

abgelesen werden. Wurde aber S geöffnet, so ergab sich auch Resonanz bei der Frequenz $\nu_2 - \nu_1$, also bei der Schwebungsfrequenz. Diese Frequenz kann natürlich weit über das akustische Gebiet gesteigert werden. Um nun die „kritische Frequenz", bei der der Detektor nicht mehr anspricht, zu erreichen oder ihr wenigstens möglichst nahe zu kommen, handelte es sich darum, $\nu_2 - \nu_1$ möglichst groß zu machen. Das geschah durch Steigerung von ν_2. Der Vergrößerung von ν_2 sind praktisch folgende Grenzen gesetzt:

1. Die Eigenkapazität und die Energieverhältnisse des Audiongenerators A_2 ließen eine Verkürzung der Wellenlänge unter 30 m ($\nu_2 = 1{,}10^7$ sec^{-1}) nicht zu.

2. ν_2 darf nicht viel höher liegen als die Eigenschwingung des Übertragerkreises, da dieser sonst drosselt. Ich verkleinerte daher die Kopplungsspulen tunlichst (k_1 und k_2 je 2 Windungen von 80 mm Φ, k_3 eine einzige Schleife von gleichem Durchmesser) und wählte möglichst kurze, gerade Verbindungen. Dadurch wurde die Eigenwelle dieses aperiodischen Kreises auf etwa 20 m herabgesetzt[1]) ($\nu \sim 1{,}5 \cdot 10^7$ sec^{-1}).

3. Bei sehr raschen Schwingungen wird der Detektor durch seine Eigenkapazität, wenn man diese auch noch so klein macht, gewissermaßen überbrückt. Sein scheinbarer Widerstand wird viel geringer als sein Ohmscher, indem nur ein geringer Teil des Stromes als Leitungsstrom die Kontaktstelle tatsächlich passiert, während der größte Teil als Verschiebungsstrom einen Nebenschluß bildet und somit für den „Gleichrichtereffekt" verloren geht. — In dem benutzten Wellenbereich bildete jedoch diese Erscheinung bloß eine Erschwerung der Beobachtung, aber kein Hindernis; bei noch rascheren Schwingungen würde sie jedoch ernstliche Schwierigkeiten bereiten.

Trotz dieser Einschränkungen gelang es, wie im folgenden ausgeführt wird, die Schwebungsfrequenz bis zu $5{,}10^6$ sec^{-1} zu steigern, ohne daß der Resonanzausschlag ausblieb. Die kritische Frequenz des benutzten Bleiglanzdetektors muß somit noch höher liegen[2]).

3. Apparatur.

a) Generatoren. Als Hochfrequenzquellen (A_1 und A_2 in Fig. 4) dienten zwei kleine aus Kapazität und Selbstinduktion bestehende Schwingungskreise, die in „Spannungsteilerschaltung" von je einem Telefunken-Schwingungsaudion (Rotkäppchenlampen, R in Fig. 5) angeregt wurden.

Als Selbstinduktion bewährten sich Spulen, die ohne Spulenkörper, bloß aus nebeneinanderliegenden Windungen von Hochfrequenzlitze gewickelt und mit Spagat gebunden waren. Sämtliche untersuchte Spulenkörper aus den verschiedenen Isoliermaterialien (Fibre, Preßspan, Hartgummi) hatten bei den verwendeten hohen Frequenzen sehr unangenehme Dämpfungen zur Folge; die Schwingungen setzten aus. Da nur wenig Windungen (10 bis 16) erforderlich waren, konnte der erwähnte Übel-

1) Eine Mitteilung über diese Methode ist bereits in meiner Arbeit „Reaktionszeit von Kontaktdetektoren. I. Teil", Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften in Wien Abt. IIa, **128**, 1919, enthalten. Seither ist es mir gelungen, die Schwebungsfrequenz um eine Zehnerpotenz höher zu treiben.

1) Die Einschaltung eines Verkürzungskondensators ist nicht angängig, da ein solcher die vom Detektor erzeugte Gleichstromkomponente unterdrückt, wodurch, wie ich a. a. O. gezeigt habe, der innere Widerstand des Detektors bedeutend erhöht und seine „Gleichrichterwirkung" nahezu vernichtet wird. Tatsächlich bleibt auch bei der Einschaltung eines Verkürzungskondensators der Resonanzausschlag bei der Schwebungsfrequenz $\nu_2 - \nu_1$ aus, während die Resonanzen bei ν_1 und ν_2 nur geschwächt werden.

2) In meiner angeführten Arbeit habe ich den Begriff der „Reaktionszeit" eingeführt und sie als jene Zeit bezeichnet, die verstreichen muß, damit die im Detektor erzeugte sekundäre E.M.K. nach Aufhören des erregenden Stromes auf 1/e ihres ursprünglichen Betrages sinkt. Die kritische Frequenz ist ihr reziproker Wert. Die Reaktionszeit des Bleiglanzdetektors ist somit kleiner als $2{,}10^{-7}$ sec.

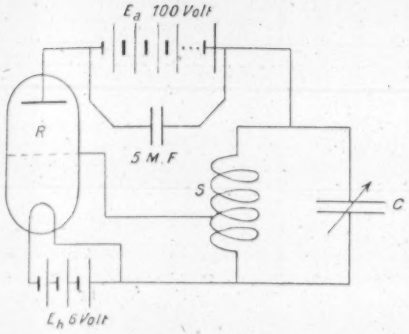

Fig. 5. Audiongenerator in Spannungsteilerschaltung.

stand einfach durch Weglassung des Spulenkörpers behoben werden. Außerdem mußten die Spulen, um den dämpfenden Einfluß benachbarter Apparatbestandteile und der hölzernen Tischplatte zu vermeiden, in etwa 40 cm Höhe über dem Tisch isoliert aufgehängt werden. Der Windungsdurchmesser betrug 75 mm. Vom ersten Drittel jeder Spule führte eine Abzweigung zur Kathode.

Der Generator A_1 enthielt eine feste Kapazität C von 24,5 cm (Kreisplattenkondensator mit Luftisolation), der andere, A_2 einen variablen Zylindermantelkondensator von Dr. Seibt (gleichfalls Luftisolation) mit einer Maximalkapazität von 20 cm, von dem Fig. 6 ein Querschnittschema gibt.

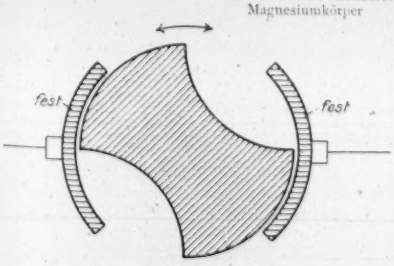

Fig. 6. Zylinder-Drehkondensator nach Dr. Seibt, Max. 20 cm.

Als Spannungsquellen dienten Akkumulatoren; die Anodenbatterie E_a von 100 Volt war durch 5 M.F. überbrückt. Auf die Isolation des Heizkreises (E_h) mußte besonders sorgfältig geachtet werden. Die sämtlichen leitenden Verbindungen an den beiden Generatoren bestanden aus starren blanken Kupferdrähten von 1,5 mm Φ.

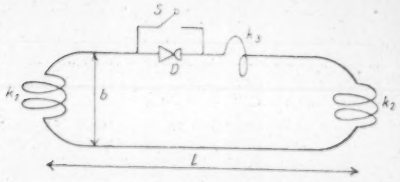

Fig. 7. Übertragerkreis.

b) Der Übertragerkreis (Fig. 7) bewirkte die Kopplung zwischen den beiden Generatoren und dem Wellenmesser; er bestand aus 4 m Hochfrequenzlitze von 5 mm² Querschnitt, in die je zwei Schlingen von 75 mm Φ für die Kopplungen k_1 und k_2 und eine Einfachwindung k_3 als Verbindung zum Wellenmesser gelegt waren. Die Entfernung l der Spulen k_1 und k_2 voneinander war 120 cm groß gewählt worden, um eine direkte gegenseitige Beeinflussung der Generatoren sicher zu vermeiden, während die Entfernung b der beiden Leiterzweige ca. 30 cm betrug, um die verteilte Kapazität gering zu halten. k_1 und k_2 waren in 40 cm Höhe über der Tischplatte isoliert aufgehängt, ebenso wie die Schwingungsselbstinduktionen und hatten von diesen je ca. 5 cm Abstand.

Die Wellenmesserkopplung wurde je nach Bedarf durch Änderung des Abstandes fester oder loser gemacht.

Zwischen k_1 und k_3 war der Detektor D eingeschaltet, der bedarfsweise durch den Schlüssel S überbrückt, oder mittels eines Wechsels gegen einen äquivalenten Widerstand ausgetauscht werden konnte.

c) Detektor. Alle folgenden Messungen sind an einem Bleiglanz-Nickelin-Detektor ausgeführt. Es wurde eine frische Spaltfläche eines gut ausgebildeten Kristallwürfels verwendet. (Fundort: Schemnitz, Ungarn, Maria-Theresien-Gang). Dieser war in die Backen einer Miniaturschraubzwinge geklemmt; seine Fläche berührte ein mittels Kugelgelenks allseitig beweglicher, am Ende zugespitzter Nickelindraht. Eine besondere Schraube zur Änderung des Auflagedruckes (der durchschnittlich 5 g betrug) war nicht vorgesehen. Um die unvermeidlichen Erschütterungen möglichst zu dämpfen, war der isolierte Sockel des Detektors auf einen Bleiklotz montiert, der auf einer dicken Filzunterlage ruhte.

d) Als Wellenmesser diente für $\lambda > 100$ m ein von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichtes Gerät von Telefunken, Type

Tabelle I.

Generator A_1		Schwebungswelle			Frequenzdifferenz
λ_1 in m	$\tau_2 \times 10^{-6}$ sec	λ in m	Resonanzschärfe	$\tau \times 10^{-6}$ sec	$(\nu_2 - \nu_1) \cdot 10^6$ sec
79	3.79	565	530—575	0.53	0.59
78	3.85	510	500—530	0.59	0.65
77	3.90	440	410—450	0.68	0.70
74	4.05	370	366—378	0.80	0.85
72	4.17	334	326—341	0.90	0.97
70	4.28	300	294—302	1.00	1.08
69	4.35	271	278	1.11	1.15
67.5	4.45	243	240—248	1.23	1.25
66	4.55	221	—	1.35	1.35

K. G. W. 2 mit Oldrehplattenkondensator (Maximalkapazität 5200 cm) und 6 auswechselbaren Spulen für verschiedene Meßbereiche.

Für $\lambda < 100$ m benutzte ich einen selbstangefertigten kleinen Meßkreis mit Luftdrehplattenkondensator (Maximalkapazität 600 cm) und 3 auswechselbaren Spulen. Diesen eichte ich nach einer von mir angegebenen Methode mittels harmonischer Oberschwingungen.

Die Ablesung der Resonanzlage erfolgte an einem Drehspulenspiegelgalvanometer (Edelmann) in objektiver Anordnung, das in Verbindung mit einem Perikondetektor[1]) dem Meßkondensator parallel gelegt war (Fig. 8). Empfindlichkeit: 1 cm entsprach $7{,}8 \cdot 10^{-8}$ Amp.

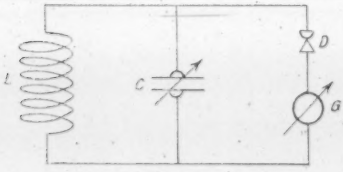

Fig. 8. Schaltung des Wellenmessers.

4. Beobachtungsergebnisse.

Tabelle I gibt eine Beobachtungsreihe wieder, die bei allmählicher Erhöhung der Frequenz des veränderlichen Generators (A_2 in Fig. 4) gewonnen wurde, während die Einstellung des anderen konstant

$$\lambda_1 = 94 \text{ m}, \quad \nu_1 = 3{,}20 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$$

betrug.

Die erste Kolonne enthält die Wellenlänge λ_2 von A_2, die mittels Eichkurve aus der beobachteten Resonanzeinstellung des kleinen Wellenmessers (Spule I) abgelesen wurde; in der zweiten Spalte steht die entsprechende Frequenz ν_2. Die dritte gibt die am großen Wellenmesser gewonnene Wellenlänge λ der Schwebungswelle, während in die vierte zur Beurteilung der Resonanzschärfe jene zwei Wellenlängen eingetragen sind, bei denen der abgelesene Galvanometerausschlag die Hälfte des Maximalausschlages betrug. In der fünften Kolonne ist die Frequenz ν der Schwebungswellen enthalten. Diese muß natürlich innerhalb der Versuchsfehler gleich der Differenz der Generatorfrequenzen sein, $\nu = \nu_2 - \nu_1$. Um den Vergleich zu erleichtern, wurde als sechste Kolonne $\nu_2 - \nu_1$ beigesetzt.

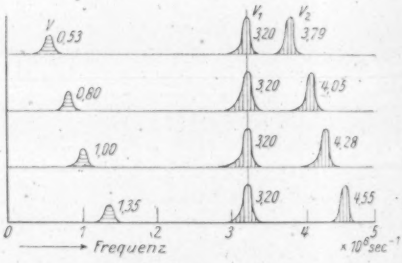

Fig. 9. Schwebungsresonanzen zu Tabelle I. $\nu_1 = 3{,}20 \cdot 10^6$ sec^{-1}, — Schwebung, ||| Komponenten.

Fig. 9 stellt das Ergebnis graphisch dar. Als Abszissen sind die Frequenzen, als Ordinaten die Ausschläge am Wellenmeßinstrument aufgetragen. Die Resonanzkurven der Grundschwingungen sind vertikal, die der Schwebung horizontal schraffiert. Man sieht, wie bei der Vergrößerung der Frequenzdifferenz auch die der Schwebungswelle entsprechende Resonanzkurve sich nach rechts verschiebt, so zwar, daß ihr Abstand vom Ursprung stets gleich dem Abstand der beiden anderen Maxima voneinander bleibt. Die größte Schwebungsfrequenz, die bei dieser Versuchsreihe erreicht wurde, ist

$$\nu = 1{,}35 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1};$$

daraus ist zu schließen, daß die kritische Fre-

[1]) Rotzinkerzkupferkies, Fabrikat der „Lorenz-Werke" Wien.

quenz des untersuchten Bleiglanzdetektors höher liegen muß als 10^6 sec^{-1}, und zwar wesentlich höher, da noch keine Abnahme in der Intensität des Resonanzmaximums zu bemerken war.

Eine andere Meßreihe ist in Tabelle II und Fig. 10 wiedergegeben.

Tabelle II.

Generator A_1		Schwebungswelle		Frequenzdifferenz
λ_2 in m	ν_2 $\times 10^{-6}$ sec	λ in m	ν $\times 10^{-6}$ sec	$\nu_2 - \nu_1$ $\times 10^{-6}$ sec
60.0	5,00	359	0,83	0,82
57,5	5,21	308	0,97	1,03
44,5	6,72	118	2,54	2,54
43,0	6,98	107	2,80	2,70
41,5	7,21	96	3,13	3,03

Die Einstellung des Generators A_1 war dabei $\lambda_1 = 72$ m, $\nu_1 = 4{,}18 \cdot 10^6$ sec^{-1}. Die höchste erreichte Frequenz beträgt hier

$$3{,}13 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}.$$

Auch hier war noch kein Anzeichen für ein Versagen des Detektors wahrzunehmen.

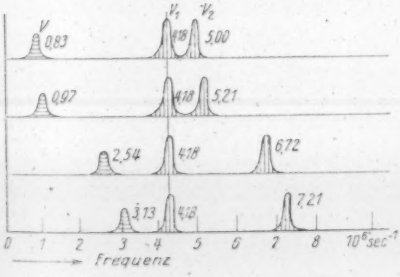

Fig. 10. Schwebungsresonanzen zu Tabelle II. $\nu_1 = 4{,}18 \cdot 10^6$ sec^{-1}, = Schwebung, ||| Komponenten.

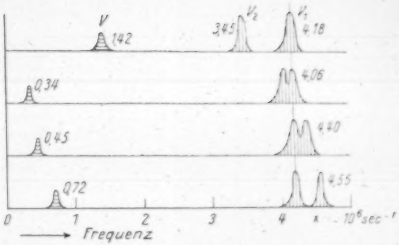

Fig. 11. Zweite Harmonische der Schwebungswelle zu Tabelle III. = Schwebung, ||| Komponenten.

Die Schwebungswelle (Fig. 3c) ist nicht rein sinusförmig; das wird dadurch erhärtet, daß es gelingt, harmonische Oberwellen, also ganzzahlige Vielfache der Frequenz $\nu_2 - \nu_1$ zu beobachten. Eine entsprechende Versuchsreihe ist in Tabelle III und Fig. 11 zusammengestellt. Es gelangte die zweite Harmonische der Schwebungswelle zur Beobachtung. Man muß daher, wie es in den zwei letzten Kolonnen der Tabelle III durchgeführt ist, die halbe Schwebungsfrequenz mit der Frequenzdifferenz der Generatoren vergleichen.

Die feste Einstellung von A_1 war dabei wie früher $\lambda_1 = 71{,}8$ m, $\nu_1 = 4{,}18 \cdot 10^6$ sec^{-1}. Hier wurde der Unterschied der zwei erzeugenden Wellen zunächst verringert, dabei geht die Schwebungswellenlänge, wie zu erwarten war, gegen ∞, ihre Frequenz gegen 0. In der Nähe dieser Unstetigkeitsstelle ist die Einstellung von A_2 natürlich sehr empfindlich; einer Drehung des veränderlichen Kondensators von A_2 um $^1/_2$ Grad (8. Zeile der Tabelle III) entspricht eine Verdopplung der Schwebungswellenlänge; daher auch die ver-

Tabelle III.

Generator A_1		zweite Harmonische der Schwebungswelle			Frequenzdifferenz
λ_2 in m	$\nu_2 \cdot 10^{-6}$ sec	λ in m	$\nu \cdot 10^{-6}$ sec	$\frac{\nu}{2} \cdot 10^{-6}$ sec	$\nu_2 - \nu_1$
87	3,45	210	1,43	0,71	− 0,73
83	3,61	246	1,22	0,61	− 0,57
79	3,80	336	0,89	0,45	− 0,38
77	3,90	388	0,77	0,38	− 0,28
76	3,95	590	0,51	0,25	− 0,23
74,5	4,06	898	0,34	0,17	− 0,12
73,5	4,03	1555	0,194	0,09	− 0,03
73,0	4,10	1690	0,178	0,09	− 0,08
72,5	4,14	2800	0,107	0,05	− 0,04
71,5	4,16	3200	0,094	0,05	− 0,02
68	4,40	660	0,45	0,22	+ 0,22
66,5	4,50	510	0,59	0,29	+ 0,32
66	4,55	420	0,72	0,36	+ 0,37

hältnismäßig größeren Abweichungen. Wird ν_2 noch weiter gesteigert, so wiederholt sich der Vorgang spiegelbildlich.

Zuletzt sei noch eine Beobachtung angeführt, die von besonderem Interesse sein dürfte. Steigert man die Frequenzdifferenz $\nu_2 - \nu_1$ durch Vergrößerung von ν_2 immer mehr, so könnte man erwarten, daß eine Schwebung dann überhaupt nicht mehr zustande kommen kann, wenn weniger als zwei Einzelschwingungen auf eine Schwebungsperiode entfallen. Das Experiment zeigt jedoch, daß auch dann noch Schwebungswellen sich durch Resonanz nachweisen lassen, ja daß dies sogar der Fall ist, wenn die Schwebungsfrequenz größer ist, als die der langsameren der beiden Erzeugenden, $\nu > \nu_1$. Dann muß, weil die Frequenz eine wesentlich positive Größe ist, und weil $\nu = \nu_2 - \nu_1$, ν zwischen den beiden Grundfrequenzen liegen; $\nu_2 > \nu > \nu_1$.

Diesen Verhältnissen entspricht die in Tabelle IV und Fig. 12 wiedergegebene Messung.

Tabelle IV.

Generator A_2		Schwebungswelle		Frequenzdifferenz
λ_2 in m	$\nu_2 \cdot 10^{-6}$ sec	λ in m	$\nu \cdot 10^{-6}$ sec	$\nu_2 - \nu_1$
65	4.62	220	1.36	1.43
36	8.32	59	5.09	5.13

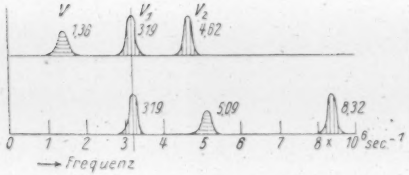

Fig. 12. Zu Tabelle IV. $\nu_1 = 3.19 \cdot 10^6$ sec^{-1}. Schwebung zwischen sehr verschiedenen Komponenten. = Schwebung, || Komponenten.

Die Wellenlänge von A_1 war dabei $\lambda_1 = 94$ m, $\nu_1 = 3.19 \cdot 10^6$ sec^{-1}. Wie man sieht, durchdringt bei Steigerung von ν_2 die Resonanzkurve ν der Schwebungswelle (horizontal schraffiert) die Resonanzkurve von ν_1 (vertikal schraffiert).

In der unmittelbaren Umgebung von $\nu = \nu_1$ ist es schwer zu beobachten, da sich die beiden Resonanzkurven überlappen. Die Trennung gelingt jedoch, wenn man den Detektor mittels eines Umschalters durch einen äquivalenten Widerstand ersetzt; dabei bleibt die Amplitude von ν_2 unverändert, während ν, die Schwebungswelle, natürlich verschwindet.

Die hier angeführte Schwebungsfrequenz von $5.09 \cdot 10^6$ sec^{-1} ist die raschste von mir bisher beobachtete. Sie beweist, daß die „Reaktionszeit" des Detektors kleiner ist, als 0,2 Millionstel Sekunden.

5. Zusammenfassung.

a) Zur Bestimmung der „kritischen Frequenz", bei der ein Detektor infolge seiner elektrischen Trägheit versagt, wurde eine auf dem Schwebungsprinzip beruhende elektrische Resonanzmethode ausgebildet, wobei der zu untersuchende Detektor in einem aperiodischen Kreis liegt, der die Schwingungen zweier Audiongeneratoren auf einen Meßkreis überträgt.

b) Resonanz bei der Schwebungsfrequenz ν tritt auch dann ein, wenn eine Schwebung im landläufigen Sinne eines Ansteigens und Abklingens der Amplituden nicht vorhanden ist, infolge zu großen Unterschiedes in der Frequenz ν_1 und ν_2 der beiden Komponenten. Wenn $\nu_2 > 2\nu_1$, liegt ν zwischen den beiden Komponenten.

c) Die Schwebungswelle ist nicht rein sinusförmig. Es lassen sich, gleichfalls durch Resonanz, ganzzahlige Vielfache der Frequenz $\nu_2 - \nu_1$ feststellen.

d) Die schnellste bei einem Bleiglanz-Nickelin-Detektor beobachtete Schwebungsfrequenz war $5.09 \cdot 10^6$ sec^{-1}, womit bewiesen ist, daß dieser Detektor noch Stromschwankuugen von der Dauer von 2 Zehnmillionstel Sekunden zu folgen vermag. Damit wird der thermoelektrischen Theorie der Detektorwirkung der Boden entzogen.

I. Physikalisches Institut der Universität Wien IX, Strudlhofgasse 4, 29. Oktober 1919.

(Eingegangen 12. November 1919.)

Wellenmesser mit Kapazitätsmeßbrücke.

Von F. Kock.

Für die Verwendung während des Feldzuges, zum Abstimmen und zu Kapazitätsbestimmungen an funkentelegraphischen Sende- und Empfangsstationen, erschien es wünschenswert, statt der bisher in verschiedenen Apparaten getrennten Wellenmesser und Kapazitätsmeßbrücken einen leicht transportablen Apparat zu haben, der einen großen Meßbereich besitzt und beide Messungen mit wenig Handgriffen auszuführen gestattet.

Dies wurde dadurch erreicht, daß bei den drei notwendigen Schaltungen (Fig. 1a, b, c):

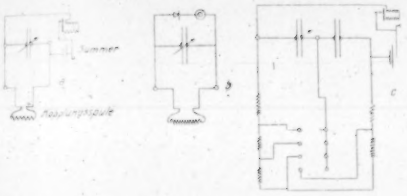

Fig. 1.

1. Apparat als Wellenmesser (Sender) geschaltet,
2. Apparat als Wellenmesser (Empfänger) geschaltet,

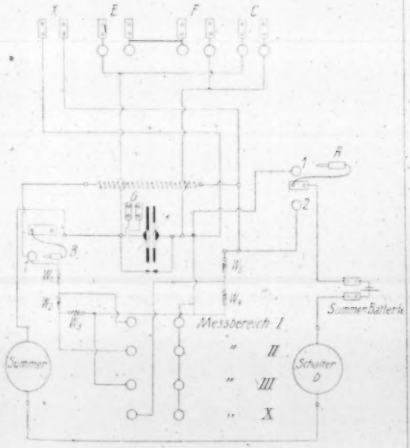

Fig. 2.

3. als Kapazitätsmeßbrücke geschaltet,

der Meßdrehkondensator bei allen drei Schaltungen und die Summererregung bei Schaltung 1 und 3 gemeinsam benutzt wurde. Die zu den einzelnen Messungen nötigen Umschaltungen sind in einfacher Weise durch zwei Stöpselschalter auszuführen. So entsteht die Schaltung Fig. 2, welche die Gesamtschaltung des Apparates zeigt.

Das Stöpseln von Kontakt A in 1, Kontakt B (Fig. 2) offen, Einstöpseln des Kopplungsspulenschlusses in Kontakt C und Schließen des Schalters D ergibt die Schaltung Fig. 1a, d. h. Schaltung des Apparates als Wellensender.

Kontakt A und B offen, Summerschalter D offen, Kopplungsspule, Detektor und Telephon in die entsprechenden Kontakte C, E und F gestöpselt, bewirkt Schaltung Fig. 1b, d. h. Wellenempfangsschaltung.

Kontakt B in 1, Kontakt A in 2 gestöpselt, zu messender Kondensator an x geschaltet und

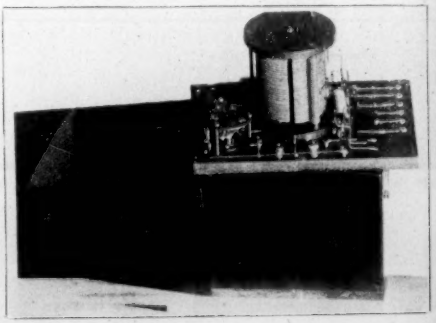

Fig. 3.

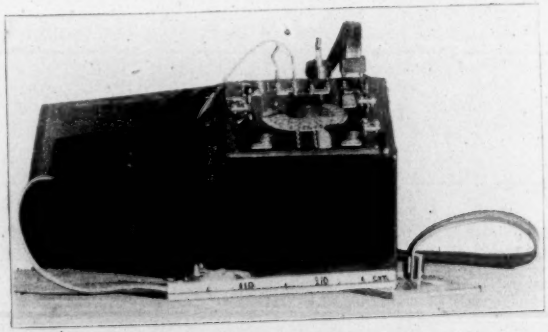

Fig. 4.

das Telephon in die Buchsen eines der vier Meßbereiche gestöpselt, ergibt die Schaltung Fig. 1c als Kapazitätsmeßbrücke.

Die Kapazitätsmeßbrücke ist entsprechend der Kapazitätsmeßbrücke nach Seibt ausgeführt. Fig. 3 und 4 zeigen eine Gesamtansicht des Apparates.

Die Dimensionen des kombinierten Apparates sind, wie der mitaufgenommene Maßstab zeigt, klein und lassen sich durch Anwendung eines Kondensators von geringeren Dimensionen, der nicht zur Verfügung stand, noch verringern. Die Kopplungsspulen sind als Flachspulen ausgebildet und zwischen Schutzplatten untergebracht. Bei einer Kapazität des Meßkondensators von 50—2000 cm lassen sich bei 6 Kopplungsspulen Wellenlängen von 60—8000 m herstellen. Der Meßbereich für Kapazitäten beträgt 50—200000 cm. Durch Vorschalten bzw. Parallelschalten von Kapazität (Kontakte G bzw. C) läßt sich der Wellen- bzw. Kapazitätsmeßbereich nach oben und unten erweitern. Als Detektor wurde ein solcher mit Karboundkristall benutzt, der sich infolge seines Ansprechens für einen kleinen Einstellungsbereich des Drehkondensators für Wellenmesser gut eignet und ein scharfes Maximum gibt.

Der vorstehend beschriebene Apparat wurde vom Verfasser zu Messungen an funkentelegraphischen Systemen und Überlagerungsempfänger während des Feldzuges mit gutem Erfolge benutzt.

Charlottenburg, den 12. November 1919. Physikal. Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 17. November 1919.)

Das Verhältnis des mittleren Fehlers des arithmetischen Mittels zu dessen wahrem Fehler bei der Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Von Heinrich Vater.

Wenn eine große Anzahl von Beobachtungen derselben Größe gegeben ist, so gilt für das oben genannte Verhältnis die sich aus dem Gaußschen Fehlerhäufigkeitsgesetz (abgekürzt: G. G.) ergebende Wahrscheinlichkeit, daß der wahre Fehler zwischen 0 und dem k-fachen mittleren Fehler liegt. Eine Tafel dieser Wahrscheinlichkeit, abgestuft auf die Hundertstel des mittleren Fehlers, hat z. B. Jordan[1]) gegeben.

Bei Bodenkulturversuchen handelt es sich in vielen Fällen darum, die Ausgleichungsrechnung auf nur wenige Wiederholungen desselben Versuches anzuwenden[1]). Wie gestaltet sich dann obiges Verhältnis? Hierüber gibt das Schrifttum keine nähere Auskunft. Zur Beantwortung dieser Frage beschloß ich, Beispiele von arithmetischen Mitteln mit bekannten wahren und mittleren Fehlern so lange zu vermehren, bis ihre statistische Behandlung die gesuchte Beziehung erkennen ließ. Im folgenden wird in gedrängtester Kürze über diese Untersuchung berichtet. Die bereits im Jahre 1917 abgeschlossene ausführliche Darstellung konnte noch nicht veröffentlicht werden.

Da bei der beabsichtigten Untersuchung die wahren Fehler der Beobachtungen in aller Strenge dem G. G. gehorchen müssen, so sind nicht wirkliche Beobachtungen, welche leicht mannigfachen Zweifeln unterliegen, zu benutzen, sondern es ist ein Wertsystem anzuwenden, welches dem G. G. vollkommen entspricht. Um von einem solchen zu Wertgruppen zu gelangen, welche Beobachtungsgruppen vertreten können, ist nur erforderlich, die Aushebung der Werte dem Zufall zu überlassen. Die Glieder derartiger Wertgruppen besitzen jene beiden Eigenschaften, welche die Ausgleichungsrechnung den Fehlern zuschreibt: Sie gehorchen dem G. G., und ihr besonderes Auftreten ist rein zufällig. Als Anzahl der Werte, welche die Gesamtheit der möglichen dem G. G. entsprechenden Fehler vertritt, wurde 199 gewählt. Diese werden erhalten, wenn die zu den Werten 0,01, 0,03, 0,05 ..... 0,95, 0,97, 0,99 der Funktion $\Phi(x)$ gehörigen Werte von x einer Tafel[2]) entnommen und mit beiden Vorzeichen berücksichtigt werden. Diese Werte entsprechen einer Präzision $h = 1$. Sie wurden nach steigender Größe so geordnet, daß $-1{,}821$ und $+1{,}821$ die Ordnungsnummern 1 bzw. 100 erhielten. Als zufällige Reihenfolge von Ordnungsnummern zur Aushebung der Fehler wurden die letzten beiden Ziffern der einzelnen Zahlen geeigneter umfangreicher statistischer Zahlenreihen, besonders Einwohnerzahlen, verwendet. 00 galt hierbei als 100. Als Anzahl n der Beobachtungen zur Bildung von arithmetischen Mitteln wurden 2, 3, 5 und 10 gewählt. Aus den wahren Fehlern der Beobachtungen wurde der wahre Fehler $\varepsilon(x)$ und der mittlere Fehler $\mu(x)$ des arithmetischen Mittels und hieraus der Quotient $\frac{\varepsilon(x)}{\mu(x)}$ be-

1) W. Jordan, Handbuch der Vermessungskunde. I. Bd. Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate. 6. Aufl., S. (21), bearbeitet von O. Eggert. Stuttgart 1910.

1) Vgl. z. B. H. Vater, Ausgleichungsrechnung bei Bodenkulturversuchen. Mitteilungen aus der forstlichen Versuchsanstalt zu Tharandt. Bd. II, Heft 1. Berlin 1918.

2) z. B. der Tafel in H. Bruns, Wahrscheinlichkeitsrechnung und Kollektivmaßlehre. Leipzig u. Berlin 1906.

rechnet. Für jede Anzahl der Beobachtungen wurden 300 Beispiele durchgeführt, denen nochmalige 300 für 3 Beobachtungen folgten.

Die statistische Untersuchung dieser Beispiele zeigte, daß der Quotient $\frac{\varepsilon(x)}{\mu(x)}$ bei nur 2 Beobachtungen dem G. G. nicht entspricht, daß mit Vermehrung der Beobachtungen wohl die Verteilung der Werte der Quotienten der vom G. G. geforderten ähnlicher wird, daß aber auch die Annäherung bei $n = 10$ zur praktischen Anwendung noch nicht genügt.

Es könnte an den Ausweg gedacht werden, durch Erweiterung der Theorie oder durch Häufung von empirischen Werten auf eine genügende Anzahl von Stellen genaue Summenfunktionen von $\frac{\varepsilon(x)}{\mu(x)}$ für $n = 2, 3$ usw. zu ermitteln. An Stelle der jetzt gebräuchlichen Fehlerwahrscheinlichkeitstafel, welche unendlich viele Beobachtungen voraussetzt, wäre dann die Summenfunktion für die betreffende Anzahl von Beobachtungen anzuwenden. Allein bei der Zusammenstellung der Einzelwerte für $n = 2$ fiel mir auf, daß die Voraussetzung, auf welcher die Anwendung der auf Grund des G. G. hergestellten Wahrscheinlichkeitstafel beruht, bei wenigen Beobachtungen überhaupt nicht zutrifft. Die grundlegende, allerdings stets stillschweigend gemachte Voraussetzung ist doch die, daß der Quotient $\frac{\varepsilon(x)}{\mu(x)}$ im Durchschnitt vieler, zu gleichem $\mu(x)$ gehöriger Werte von der Größe von $\mu(x)$ unabhängig ist. Die Einzelfälle ließen jedoch vermuten, daß es vorzugsweise die kleineren mittleren Fehler sind, denen ein großer Quotient zugehört, und daß umgekehrt den größeren Werten von $\mu(x)$ vorzugsweise kleine $\frac{\varepsilon(x)}{\mu(x)}$ entsprechen.

Um dies zu prüfen, wurden die je 300 mittleren Fehler nach steigendem Werte geordnet und in 10 Gruppen zu je 30 geteilt. Von jeder Gruppe wurden der Durchschnitt der mittleren Fehler $D[\mu(x)]$ sowie der wahren Fehler $D[\varepsilon(x)]$ berechnet und der Quotient $\frac{D[\varepsilon(x)]}{D[\mu(x)]}$ gebildet. Bei 30 Beobachtungen ist eine Ausgleichung des Zufalls in dem Grade zu erwarten, daß je 10 Gruppen die vorliegenden Beziehungen erkennen lassen. Nach der grundlegenden Annahme für die Anwendbarkeit der erwähnten Wahrscheinlichkeitstafel müßten die Durchschnitte der wahren Fehler den Durchschnitten der mittleren Fehler proportional steigen; sie ergaben sich jedoch dieser Folgerung entgegen in allen Gruppen annähernd gleich. Die Regellosigkeit der Abweichungen von der Gleichheit berechtigt zu der Annahme, daß die Abweichungen nur durch unvollkommene Ausgleichung des Zufalls bei nur je 30 Fällen verursacht werden. Der Quotient $\frac{D[\varepsilon(x)]}{D[\mu(x)]}$ zeigte infolge der ständigen Gleichheit von $D[\varepsilon(x)]$ eine vom Werte von $\mu(x)$ im Sinne der oben ausgesprochenen Vermutung abhängige Größe. Aus der ständigen Gleichheit von $D[\varepsilon(x)]$ folgt: Der wahre Fehler des arithmetischen Mittels von wenigen Beobachtungen ist unabhängig von der Größe seines mittleren Fehlers. Es wird daher in solchem Fall auch die Formel des mittleren Fehlers gegenstandslos. Wohl aber läßt sich, wenn die Präzision h der vorliegenden Art der Beobachtungen aus einer genügend großen Anzahl anderweitiger Beobachtungen der gleichen Art ermittelt werden kann, der durchschnittliche wahre Fehler aller Mittelwerte aus n derartigen Beobachtungen berechnen. Der durchschnittliche Fehler ϑ von unendlich vielen Beobachtungen mit der Präzision h entspricht der Gleichung

$$\vartheta = \frac{1}{h\sqrt{\pi}}.$$

Da die Fehler der Beobachtungen ε dem G. G. gehorchen, so gilt dies auch für die Fehler $\varepsilon(x)$ der arithmetischen Mittel, bezogen auf denselben wahren Wert wie die ε. Da ferner die Fehler der arithmetischen Mittel proportional $\sqrt{n}$ abnehmen, so ist der durchschnittliche wahre Fehler unendlich vieler arithmetischer Mittelwerte aus je n Beobachtungen mit der Präzision h

$$\vartheta[\varepsilon(x)] = \frac{1}{h\sqrt{\pi n}}.$$

Die statistische Untersuchung der 1500 wahren Fehler von arithmetischen Mitteln bestätigt diese Folgerung und die sich aus dem G. G. ergebende Verteilung der Werte. Es gilt daher der fernere Satz: Die wahren Fehler der arithmetischen Mittel von n Beobachtungen betragen im Durchschnitt

$$\frac{1}{h\sqrt{\pi n}},$$

wobei h aus einer großen Anzahl von Beobachtungen derselben Art zu berechnen ist. Die Unterschiede der Quotienten

$$\frac{D[\varepsilon(x)]}{D[\mu(x)]}$$

werden bei wachsendem n kleiner. Während z. B. bei der vorliegenden Berechnung die Werte

der 1. und der 10. Gruppe bei $n = 2$ 13,15 und 0,30 betragen, belaufen sie sich bei $n = 10$ auf 1,27 und 0,61. Dies weist in Übereinstimmung mit den Folgerungen aus dem G. G. darauf hin, daß bei $n = \infty$ der Unterschied verschwindet.

Es empfiehlt sich, bei der Würdigung eines arithmetischen Mittels aus nur wenigen Beobachtungen bekannter Art den durchschnittlichen wahren oder den sich hieraus ableitenden durchschnittlichen mittleren Fehler der betreffenden Mittel als Maß der Genauigkeit zu verwenden.

(Eingegangen 24. November 1919.)

Über einen ionenbildenden Effekt in den obersten Schichten der Atmosphäre.

Von W. Hammer.

Als Ursache der Ionisation der obersten Luftschichten betrachtet man in erster Linie die Sonnenstrahlung, und zwar das ultraviolette Licht und vielleicht auch Strahlen korpuskularer Natur, wenn wir von der noch nicht hinreichend erklärten Heßschen durchdringenden Strahlung zunächst absehen. Im folgenden soll nun auf die Möglichkeit einer weiteren ionisierenden Wirkung hingewiesen werden, die, soweit mir bekannt, noch nicht in Betracht gezogen wurde.

Aus einer Arbeit von E. v. Bahr und J. Frank[1]) geht hervor, daß positive Ionen von Wasserstoff (H^+) nach etwa 6 Volt frei durchlaufener Spannung ionisieren. Die Ionisierungsspannung ließ sich nicht mit derselben Schärfe bestimmen wie bei Elektronen, es lagen Anzeichen vor, daß bei großer Zahl der stoßenden Teilchen die Ionisation auch unter 6 Volt begann. Aus den Untersuchungen an neutralen Kanalstrahlen, wie sie von W. Wien, J. Thomson, Königsberger, v. Dechend und Hammer und anderen vorgenommen wurden, geht hervor, daß auch schnell bewegte neutrale Atome und Moleküle durch Stoß zu ionisieren vermögen. Die Minimalgeschwindigkeit, bei der eben noch Stoßionisation eintritt, läßt sich bei diesen Teilchen nicht genauer angeben, doch kann man der ganzen Sachlage nach wohl behaupten, daß sie bei ähnlicher kinetischer Energie ionisieren, wie die entsprechenden Ionen.

Bei 6 Volt frei durchlaufener Spannung hat ein H^+ eine Geschwindigkeit von etwa 35 km/sec., ein H-Molekül hat also bei etwa 25 km dieselbe kinetische Energie und damit die Fähigkeit zu ionisieren.

Wir dürfen nun wohl annehmen, daß der Weltraum, zum wenigsten im Sonnensystem, nicht ganz frei von gasförmiger Materie ist. Meteorsteine und Meteorstaub sind vorhanden, es ist also kaum zu bezweifeln, daß sich auch einzelne Moleküle der verschiedenen Elemente dort befinden.

Wenn die Atmosphäre der Erde auf ihrer Bahn mit einer Geschwindigkeit von 29 km solche zunächst als ruhend gedachte Moleküle trifft, so reicht diese relative Geschwindigkeit selbst für H-Moleküle zur Bildung eines Ionenpaares aus, während die schwereren mehr zu bilden vermögen. Um die Zahl der gebildeten Ionen wenigstens größenordnungsweise zu schätzen, muß man gewisse Annahmen über die Molekülzahl im Raum des Sonnensystems, d. h. über den Druck der von der Erde durcheilten Raumatmosphäre machen. Die obere Grenze läßt sich aus dem Umstand annäherungsweise schätzen, daß bisher keine Verlangsamung der Planeten beobachtet wurde, die auf eine Bremswirkung durch ein widerstrebendes Mittel hingedeutet hätte. Auch bei den Kometen, bei deren geringerer Dichte eine derartige Abbremsung eher nachweisbar sein müßte, konnte sie nicht mit Sicherheit festgestellt werden. Man findet, daß eine Raumatmosphäre, deren Druck nicht größer als 10^{-15} Atmosphären ist, sicher keine Bremsung ergibt. Rechnen wir mit diesem Druck, so haben wir etwa 10^4–10^5 Moleküle im Kubikzentimeter, was auf den Quadratzentimeter des voraneilenden Teils der Erdatmosphäre $29 \cdot 10^5 \cdot 10^4 = 29 \cdot 10^9$ rund 10^{11} Ionenpaare ergibt. Eine Ionisation dieser Größenordnung müßte für die oberste Luftschicht aller auf einem Meridian liegenden Orte um 6 Uhr vormittags Ortszeit ein Maximum haben, und zwar hinge dieses nicht in derselben Weise von Jahreszeit und Breitengrad ab, wie dasjenige der Ionisation durch Sonnenlicht.

Die Fortpflanzung der Wellen der drahtlosen Telegraphie erleidet Schwankungen nach Richtung und Größe mit der Tageszeit, ebenso die Erdströme. Zur Erklärung dieser täglichen Periode hat man die Annahme einer Ionisation der obersten Luftschichten gemacht. Erdströme und Wellen sind erfahrungsgemäß bei Nacht erheblich größeren unregelmäßigen Störungen ausgesetzt, als bei Tage. Die Verringerung der Störungen bei Tage läßt sich durch die ausgleichende Wirkung einer leitenden Hülle verständlich machen. Wird diese Hülle lediglich durch die ionisierende Wirkung des Sonnenlichts hervorgerufen, so muß ihre Leitfähigkeit eine Funktion des Sonnenstandes sein; beteiligt sich aber der oben beschriebene Stoßeffekt in vergleichbarer Stärke an der Ionisation, so ist eine Verschiebung des Maximums nach 6 Uhr vormittags Ortszeit zu erwarten. Durch Bearbeitung des umfangreichen Erfahrungsmaterials

1) Verh. d. D. phys. Ges. 1913, S. 57.

über die Störungen der Wellenausbreitung und der Erdströme, das im Laufe des Krieges im Funkdienste (besonders Richtempfang) und durch die Abhörtätigkeit an vagabundierenden Telephonströmen gesammelt worden ist, ist hierüber vielleicht Aufklärung zu erhalten. Sollte sich aus diesem Material oder aus besonderen Versuchen der prozentuale Anteil des Stoßeffektes ermitteln lassen, so wäre, wenn man die Zahl der durch die Sonnenstrahlung gebildeten Ionen aus der Solarkonstante und der Absorption annähernd berechnet, die Zahl der durch den Stoßeffekt erzeugten Ionen zu bestimmen. Man hätte damit indirekt die Größenordnung des Druckes des in der Erdbahn liegenden Teils der Raumatmosphäre ermittelt.

Sollte sich in den erd- und luftelektrischen Daten der gesuchte Effekt nicht merklich ausprägen, so kann das daran liegen, daß sich die Raumatmosphäre längs der Bahn der Erde mit ähnlicher Geschwindigkeit wie diese um die Sonne bewegt, so daß keine relative Bewegung zustande kommt. Bei den Kometen dagegen, zum mindesten bei den nicht periodischen, wird stets Relativbewegung gegen die Raumatmosphäre vorliegen, so daß in den mitbewegten Gashüllen, den Kometenatmosphären, der Stoßeffekt zur Wirkung kommen kann.

Im Perihel sind bei einigen Kometen Geschwindigkeiten von mehreren hundert Kilometern beobachtet worden, d. h. von der Größenordnung der Geschwindigkeit, welche die Ionen in einer Geißlerröhre bei einer Entladungsspannung von mehr als 1000 Volt besitzen. Da die verschiedenen Leuchterscheinungen in Gasen durch bewegte Ionen und durch die inneren Erschütterungen bei Ionisation durch Stoß und bei der Wiedervereinigung erklärt werden, so müßte auch eine andere Ursache als elektrische Entladung, falls sie zu Stoßionisation und Beschleunigung von Ionen führt, ähnliche optische Erscheinungen in Gasen bedingen, wie eine elektrische Entladung. Jener Stoßeffekt infolge der kosmischen Geschwindigkeit könnte also Leuchterscheinungen in den Kometenatmosphären hervorrufen, ohne daß elektrische Felder primär vorhanden zu sein brauchen. Mit dieser Auffassung stimmt es gut überein, daß die Kometenspektren so große Ähnlichkeit mit Geißlerrohr-Spektren besitzen, daß man bisher das Leuchten der Kometenhüllen auf elektrische Entladungen zurückführte. Bei dieser Deutung stieß aber die Erklärung der Herkunft und Lage der diese Entladungen hervorrufenden Felder auf Schwierigkeiten, welche bei einer Zurückführung des Leuchtens auf den Stoßeffekt fortfallen.

In einem terrestrischen Experiment lassen sich diese Verhältnisse auf rein mechanischem Wege nicht herstellen, da wir keinen Gasstrahl von genügender Geschwindigkeit erzeugen können. Höchstens können die Leuchterscheinungen, die beim Eindringen des neutralen Teiles eines Kanalstrahls in ein Gas von geeignetem Druck auftreten, als Analogon betrachtet werden. In diesem Falle haben allerdings die stoßenden neutralen Atome und Moleküle ihre kinetische Energie ursprünglich durch einen Entladungsvorgang erhalten.

Der Zweck dieser Notiz ist es, diejenigen, denen ausgedehnteres Material aus dem Gebiet der Luft- und Erdelektrizität, sowie der Kometenkunde zur Verfügung steht, auf die Möglichkeit hinzuweisen, einige Erscheinungen durch einen Stoßeffekt der Teilchen einer Raumatmosphäre zu erklären.

Auf eine andere Betrachtungsweise der erwähnten Zusammenstöße sei hier noch kurz hingewiesen: Die kinetische Energie der Moleküle eines mit 29 km bewegten Gases ist gleich der mittleren Energie der Moleküle eines Gases bei einer Temperatur von mehr als 50000 Grad. Prallen zwei Moleküle, welche miteinander reagieren können, mit derartiger Flugenergie aufeinander, so ist die nötige Aktivierungswärme für viele Reaktionen sicher vorhanden, ferner spielen sich die Vorgänge infolge der niedrigen Temperatur des Weltraumes in einer extremen „kaltwarmen Röhre" ab bei sehr geringer Strahlungsdichte, so daß der umgekehrte Verlauf der Reaktion unwahrscheinlich wird und der Vorgang quantitativ in einer Richtung läuft. Infolge der großen freien Weglänge kommt ein Ausgleich der relativen Flugenergien der zum Stoß gelangenden Moleküle mit der gesamten Menge nie zustande. Der Typ dieser Reaktion unterscheidet sich also von den sonst üblichen, die sich bei verhältnismäßig hohem Druck aber in kleinen Mengen abspielen, in erheblichem Maße. Möglicherweise spielt dieser Prozeß bei der Bildung von Stickstoffverbindungen, die mit den Niederschlägen zur Erde gelangen, eine gewisse Rolle. In den obersten Luftschichten entstanden, sänken diese Verbindungen nur durch ihre Schwere bis in die Troposphäre und kämen dann durch meteorologische Faktoren bis zum Boden.

Freiburg i. Br., 1. Dezember 1919.

(Eingegangen 16. Dezember 1919.)

Ein rechnerisches Verfahren zur Ermittelung des Spektrums der Röntgenstrahlen.

Von H. Kröncke.

Vorbemerkung. Die folgende kleine Arbeit über eine Methode, die gestattet, auf rechnerischem Wege das Spektrum der Röntgenstrahlen zu gewinnen, hatte der Verf. schon im Juli 1914 fertiggestellt und damals von Deutsch Südwest-Afrika aus an diese Zeitschrift eingesandt. Infolge des Krieges gingen sowohl das Manuskript wie sämtliche Unterlagen verloren, so daß die Arbeit erst jetzt wieder neu gemacht werden konnte. Trotzdem inzwischen die Spektrographie der Röntgenstrahlen so außerordentliche Fortschritte gemacht hat, dürfte vielleicht ein Verfahren nicht des Interesses entbehren, daß auf einem ganz anderen Wege dasselbe Ziel verfolgt.

Die Durchdringungsfähigkeit eines Strahles sei durch seinen Absorptionskoeffizienten x gemessen, bezogen auf Aluminium von 1 mm Dicke. Das heißt also: ein Strahl von der Intensität I wird durch eine Schicht Al von 1 mm Stärke so geschwächt, daß der Strahlenrest die Intensität $I \cdot \varepsilon^{-x}$ hat. Die Strahlung einer Röntgenröhre von der Gesamtintensität S setzt sich nun zusammen aus Strahlen mit den Absorptionsindizes $x_1, x_2, \ldots$, die jeweils die Intensität I_1, $I_2 \ldots$ haben. Es ist also

$$S = I_1 + I_2 + \ldots .$$

Die Aufgabe besteht darin, für eine bestimmte Gesamtstrahlung S die Intensität I eines einzelnen Strahles als Funktion der x darzustellen, wie es, zunächst schematisch, in Fig. 1

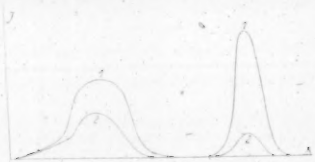

Fig. 1.

Kurve 1, geschehen ist. Die Gesamtstrahlung ist daher

$$S = \int_0^\infty I \cdot dx ,$$

also gleich dem numerischen Wert der von der Kurve 1 und der Abszissenachse eingeschlossenen Fläche. Nach Absorption der Strahlung durch eine Schicht Al von der Dicke δ bleibt eine Strahlung von der Intensität

$$S(\delta) = \int_0^\infty I \cdot \varepsilon^{\delta \cdot x} dx$$

übrig, die durch den Flächeninhalt der Kurve 2 dargestellt wird.

Nun ist es nicht schwierig, die Intensität der Strahlung einer Röntgenröhre nach Absorption durch Al verschiedener Dicken zu messen. Benutzen wir daher die so durch Messungen gewonnenen Werte von $S(\delta)$ und ersetzen die entsprechenden Integrale durch Summen, so erhalten wir folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{aligned}
S(\delta_1) = S(0) &= (x_2 - x_1)\,(I_1 + I_2 + \ldots + I_n) \\
S(\delta_2) &= (x_2 - x_1)\,(I_1 \cdot \varepsilon^{-\delta_2 x_1} + I_2 \cdot \varepsilon^{-\delta_2 x_2} + \\
&\quad + \ldots + I_n \cdot \varepsilon^{-\delta_2 x_n}), \\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\
S(\delta_n) &= (x_2 - x_1)\,(I_1 \cdot \varepsilon^{-\delta_n x_1} + I_2 \cdot \varepsilon^{-\delta_n x_2} + \\
&\quad + \ldots + I_n \cdot \varepsilon^{-\delta_n x_n}).
\end{aligned}$$

Dabei sind zur Vereinfachung der Gleichungen die x so gewählt, daß $x_2 - x_1 = x_3 - x_2 = \ldots$ ist; ferner ist $\delta_1 = 0$ genommen. Das System von n linearen Gleichungen gestattet, die n Unbekannten $I_1, I_2, \ldots I_n$ zu gewinnen. Man erkennt hier weiterhin, daß zu den n bestimmten Werten $S(0), S(\delta_2), \ldots S(\delta_n)$ auch n eindeutig bestimmte Werte I gehören, so daß also durch das System der gemessenen Werte S das Spektrum der Strahlen eindeutig festgelegt ist.

Eine gewisse Schwierigkeit bietet jedoch die numerische Auflösung der Gleichungen, da durch die Natur der Koeffizienten $\varepsilon^{\delta x}$ der Unbekannten die Determinante der rechten Seite der Gleichung nahezu Null wird, so daß die unvermeidlichen Ungenauigkeiten der Messungen eine direkte Auflösung, etwa mittels Determinanten, unmöglich machen. Man erhält jedoch eine numerische Auflösung durch das folgende Verfahren allmählicher Annäherung. Dabei darf man das Spektrum der Strahlung als mit dem vorliegenden Zahlenmaterial hinreichend genau berechnet ansehen, wenn die gemessenen Werte S sich von den aus den I berechneten Werten der Gesamtstrahlung um weniger unterscheiden, als die Messungsfehler betragen.

Um zunächst einen rohen Überblick über die Verteilung der Strahlen zu gewinnen, lösen wir folgendes Gleichungssystem nach den Unbekannten I_1, I_2 und I_3 auf:

$$\begin{aligned}
S(0) &= (x_2 - x_1)\,(I_1 + I_2 + I_3) \\
S(\delta_\beta) &= (x_2 - x_1)\,(I_1 \cdot \varepsilon^{-\delta_\beta x_1} + I_2 \cdot \varepsilon^{-\delta_\beta x_2} + \\
&\quad + I_3 \cdot \varepsilon^{-\delta_\beta x_3})
\end{aligned}$$

$$S(\delta_1) = (x_2 - x_1)\,(I_1 \cdot \bar{\varepsilon}^{\delta_1 x_1} + I_2 \cdot \bar{\varepsilon}^{\delta_1 x_2} + I_3 \cdot \bar{\varepsilon}^{\delta_1 x_3}).$$

Bei Aufstellung dieser Gleichungen wählen wir x_2 etwa als den mittleren Absorptionskoeffizienten der Strahlung, x_1 so, wie es bei großen Schichtstärken gemessen wird, wo also im wesentlichen nur noch die harten Strahlen vorhanden sind, und x_3 entsprechend dem weichsten Teil der Strahlung. Die Schichtstärken δ_1 und δ_3 sind willkürlich; wir wählen etwa δ_1 sehr groß und δ_3 vielleicht gleich $\frac{1}{2}\delta_1$. Nach Auflösung der drei Gleichungen stellen uns die Werte I_1, I_2 und I_3 ein rohes Bild von der Verteilung der Strahlungsenergie im Röntgenspektrum dar, wie es in der ebenfalls schematischen Fig. 2 durch die Kurve 1 an-

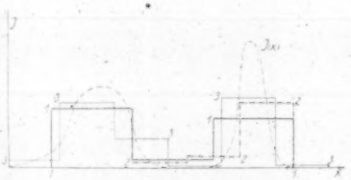

Fig. 2.

gedeutet ist. Nunmehr behalten wir I_1 als erste Annäherung bei und erhalten durch Auflösung des folgenden Gleichungssystems ein genaueres Bild von der Verteilung der weichen Strahlen:

$$S(o) = (x_2 - x_1) \cdot I_1 = (x_2 - x_1)\,(I_2 + I_3 + I_4)$$

$$S(\delta_2) = (x_2 - x_1) \cdot I_1 \cdot \bar{\varepsilon}^{\delta_2 x_1} = (x_2 - x_1)\,(I_2 \cdot \bar{\varepsilon}^{\delta_2 x_2} + I_3 \cdot \bar{\varepsilon}^{\delta_2 x_3} + I_4 \cdot \bar{\varepsilon}^{\delta_2 x_4})$$

$$S(\delta_3) = (x_2 - x_1) \cdot I_1 \cdot \bar{\varepsilon}^{\delta_3 x_1} = (x_2 - x_1)\,(I_2 \cdot \bar{\varepsilon}^{\delta_3 x_2} + I_3 \cdot \bar{\varepsilon}^{\delta_3 x_3} + I_4 \cdot \bar{\varepsilon}^{\delta_3 x_4}).$$

Den Fehler, den wir dadurch begehen, daß wir für einen ganzen Strahlenbereich den Wert I_1 annehmen, der schon an sich nur eine rohe Annäherung ist, machen wir dadurch weniger wirksam, daß wir jetzt bei der Aufstellung der Gleichungen das Gebiet der weichen Strahlen bevorzugen, also kleine Werte für δ_2 und δ_3 wählen. Hier spielt der Anteil I_1 an der Gesamtenergie die geringste Rolle, so daß die auf diese Weise erhaltene Kurve 2 (Fig. 2) eine wesentliche Verbesserung gegenüber der Kurve 1 ist.

Nehmen wir nun I_3 und I_4 als vorläufig hinreichende Annäherungen an, so können wir wieder das Gebiet der harten Strahlen weiter verbessern, wobei wir jetzt aber für die drei Gleichungen große Werte von δ wählen, um den Einfluß der fehlerhaften Bestimmung von I_3 und I_4 möglichst klein zu machen. Es versteht sich von selbst, daß man sich dabei nicht dauernd an die ursprünglich gewählten Werte x halten wird, sondern diese den allmählich sich entwickelnden Kenntnissen über den Bau des Spektrums anpassen wird. Im allgemeinen empfiehlt es sich, immer nur Systeme von drei Gleichungen mit drei Unbekannten zu verwenden. Sind die Messungsfehler nicht zu groß, so kann man, wenn erst einige Annäherung erreicht ist, die Lösung der Aufgabe dadurch beschleunigen, daß man 4 oder auch 5 Gleichungen zur Bestimmung der Werte I verwendet.

Das Verfahren läßt von selbst erkennen, wann eine weitere Verbesserung der Annäherung nicht mehr möglich ist. Man erhält so schließlich eine Darstellung der Kurve 1 der Fig. 1 durch eine Treppenlinie, wie sie etwa die Kurve 3 in Fig. 2 zeigt, und die sich um so besser der Kurve $I(x)$ anschmiegt, je größer die Zahl der Stufen ist; ein Umstand, der natürlich von der Anzahl und der Genauigkeit der zugrunde gelegten Messungen abhängt.

Zur Aufstellung der linearen Gleichungen leistet die Tabelle der Funktion $\bar{\varepsilon}^1$ von P. Gruner (Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 1906) sehr gute Dienste. Die Auflösung der Gleichungen geschieht zweckmäßig mittels des Rechenschiebers nach dem Verfahren von C. Runge.

Um das Rechenverfahren praktisch anzuwenden, standen mir nur zwei Reihen von Messungen zur Verfügung, die ich vor mehreren Jahren für die Zwecke meiner Dissertation machte. Beide Serien von Messungen wurden mit einer Röntgenröhre von Heinz Bauer gemacht, die mit Gleichspannung von 25000 bzw. 30000 Volt bei einer Stromstärke von 2,5 Milliamp. betrieben wurde. Die Ergebnisse der Rechnung sind in Fig. 3 graphisch dargestellt.

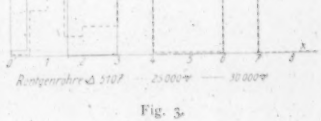

Fig. 3.

Da man bei Intensitätsmessungen durch Ionisation doch nur stets relative Werte bekommen kann, sind in der Fig. 3 die Beträge der Gesamtstrahlungen gleich gesetzt, um so

Tabelle I.

25000 Volt. 2,5 Milliamp.

Schichtstärke		0	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	4,5
Strahlung	berechnet . . .	52,00	12,21	5,08	2,669	1,559	0,610	0,268	0,185
	gemessen . . .	52,0	12,3	5,20	2,60	1,50	0,632	0,262	0,192
Differenz in Prozenten . .		0	−0,7	−2,3	+2,7	−2,0	−3,5	+2,3	−3,6

Tabelle II.

30000 Volt. 2,5 Milliamp.

Schichtstärke		0	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0
Strahlung	berechnet . . .	18,80	5,11	2,576	1,582	1,042	0,509	0,270	0,153
	gemessen . . .	18,8	5,15	2,55	1,53	1,064	0,507	0,254	0,153
Differenz in Prozenten . .		0	−0,76	+1,02	+3,4	−2,2	−0,2	+6,3	0

gleichzeitig einen Überblick zu bekommen, wie sich bei den verschiedenen Spannungen die Spektra gegeneinander verschieben. Allerdings ist dazu zu bemerken, daß die benutzten Messungen für andere Zwecke gemacht wurden, und daher nicht mit der besonderen Sorgfalt, die für die vorliegende Aufgabe unbedingt erforderlich ist. Auch waren damals die neueren Arbeiten über die Messung der Intensität von Röntgenstrahlen, besonders die von Lilienfeld und Glocker, noch nicht bekannt. Eine Diskussion der Kurven der Fig. 3 ist deshalb auch nur mit einiger Vorsicht ausführbar.

Es leuchtet ein, daß eine erhebliche Verbesserung schon durch die Verwendung weiterer dünner Filterbleche (zwischen 0,1 und 1 mm Stärke) eintreten würde, da sich hieraus ein weit besseres Bild von den wenig durchdringungsfähigen Strahlen ergeben würde. Aber auch die harten Strahlen hätten durch die Benutzung noch stärkerer Filterdicken bedeutend mehr geklärt werden können. Mit dem vorliegenden Zahlenmaterial konnten leider die Kurven der Fig. 3 nur ziemlich roh werden. Immerhin ist wohl so viel aus der Figur zu erkennen, daß sowohl bei 25000 wie bei 30000 Volt Gleichspannung die Strahlung der Röntgenröhre sich in der Hauptsache aus drei „Linien“ zusammensetzt, deren Absorptionskoeffizienten für *Al* etwa 1, 3,5 und 6,5 sind. Sehr merkwürdig ist ja, daß bei beiden Spannungen die Energie sich auf die verschieden harten Strahlen fast ganz gleichmäßig verteilt, während zu erwarten wäre, daß mit wachsender Spannung der Anteil der weichen Strahlung stark zurückgeht. Der einzige wesentliche Unterschied der Strahlungen bei 25000 und 30000 Volt ist hier in der Verteilung der Energie innerhalb der harten Strahlen zu erkennen. Ob dies Ergebnis auf Ungenauigkeit der Messungen zurückzuführen ist, oder ob es die tatsächlichen Verhältnisse wiedergibt, läßt sich natürlich auf Grund der zwei Reihen von Messungen nicht angeben.

Zur Kontrolle der Genauigkeit der Messungen sind in den folgenden Tabellen die aus den I und x berechneten Werte der Strahlung für die verschiedenen Schichtstärken des *Al* den gemessenen Werten $S(\delta)$ gegenübergestellt. Die Abweichungen sind gleichmäßig verteilt und liegen ihrer Größe nach durchaus innerhalb der Fehlergrenze des damals angewandten Meßverfahrens.

Das Verfahren hat den Nachteil, daß kein scharfer Unterschied zwischen dem kontinuierlichen Teil des Spektrums und den einzelnen Linien hervortritt. Außerdem werden auch trotz größter Genauigkeit schwache Linien der Entdeckung durch die Rechnung entgehen. Dagegen hat das Verfahren den Vorteil, auf direktem Wege ein gutes Bild der Intensitätsverhältnisse innerhalb des Spektrums zu geben. Beim Röntgenspektrographen ist man ja hier auf Schwärzungsmessungen angewiesen, bei denen einmal die Eigenschaften der lichtempfindlichen Schicht, und dann vor allem die Abhängigkeit der photochemischen Wirkung von der Wellenlänge der Strahlung als Fehlerquellen zu berücksichtigen sind.

Göttingen, den 15. Dezember 1919.

(Eingegangen 20. Dezember 1919.)

Bemerkung zu der „schallempfindlichen Flamme" von Heinrich Mache[1].

Von H. Kost.

Schall- und geräuschempfindliche Bunsenbrenner wurden 1914 im Sloane-Laboratorium der Yale Universität U.S.A. photographisch nach der Schlierenmethode untersucht. — In Übereinstimmung mit obiger Arbeit wurde als empfindliche Stelle der aus einer Düse unter bestimmtem kritischen Druck austretende Gasstrahl festgestellt[2]). Das praktische Ergebnis der Untersuchung war die Steigerung der Empfindlichkeit:

1. durch Verringerung des Durchmessers des Brennrohres bis ca. 3 mm Durchmesser;
2. durch geringen Luftzutritt vom Boden aus (unter Fortlassung des Trichters);
3. durch Wahl einer passenden Düse.

Solche Brenner sind außerordentlich empfindlich, besonders wenn sie auf resonierende Unterlagen gestellt werden, sie zeigen Töne und Geräusche an durch mehrere Stockwerke, die dem menschlichen Ohr nicht mehr wahrnehmbar sind.

1) Diese Zeitschr. 20, 467, 1919.

2) Emden, Habilitationsschrift München 1898 über Die Ausströmungerscheinungen permanenter Gase. Winkelmann, Handbuch I, S. 1343.

Bergen bei Traunstein, den 25. Nov. 1919.

(Eingegangen 2. Dezember 1919.)

Bemerkung zu der Notiz von E. Nesper und P. Floch „Universalröhreninstrumentarium".

Von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. Berlin.

Zu den Ausführungen auf Seite 371 dieser Zeitschrift möchten wir uns erlauben

1. richtig zu stellen, daß es sich bei den hier verwendeten Kathodenröhren nicht um Gasröhren, sondern um Hochvakuumröhren handelt und
2. nachzutragen, daß die hier angegebenen Schaltungen und Anordnungen von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie entwickelt worden sind.

(Eingegangen 15. Februar 1920.)

Erwiderung zu der Bemerkung von Telefunken.

Von E. Nesper und P. Floch.

Zu der „Richtigstellung" von Punkt 1:

In dem von uns beschriebenen Apparat können nicht nur die zuerst von Hollweck und Majorana angegebenen Hochvakuumröhren benutzt werden, sondern prinzipiell auch Gasröhren, d. h. also Röhren, welche sowohl mit Elektronenstrom als auch mit Gasionisation arbeiten. Hierunter fallen auch die modernsten Gasröhren, welche zurzeit in Amerika in Ausbildung begriffen sind.

Zu dem „Nachtrag" zu Punkt 2:

Die von uns beispielsweise abgebildeten Schaltungen, welche mit dem Universalröhreninstrumentarium hergestellt werden können, betreffen nicht nur das Senden, sondern z. B. auch die Audion- und Ultraaudionschaltung. Es ist interessant, daß Telefunken auch diese letzteren Schaltungen, welche schon vor 1914, z. B. von de Forest angegeben wurden, als ihr geistiges Eigentum reklamiert. Im übrigen würde ein näheres Eingehen auf diese Sache eine Würdigung patentrechtlicher Fragen in sich schließen, wozu die Physikalische Zeitschrift schon aus Raummangel nicht der geeignete Platz sein dürfte.

(Eingegangen 1. März 1920.)

BESPRECHUNGEN.

Prof. Dr. Arnold Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. Mit 103 Abbildungen. 35 Bogen. 8°. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1920. Geh. M. 25.—, geb. M. 28.60. Ausschließlich Sortimentszuschlag.

Daß durch die glänzende Bestätigung der Zerfallstheorie der Radioaktivität, durch die Isolierung der einzelnen α- und β-Teilchen, der erste verheißungsvolle Schritt zu einer Physik des Atoms getan war, ist jedem Physiker klar gewesen, der diese Folge von Entdeckungen mit erlebt hat. Aber die geradezu erstaunliche Entwicklung des neuen Forschungsgebietes, vor der wir heute stehen, hätte er schwerlich zu prophezeien gewagt. Eine Fülle von Beobachtungen und neuen Gedanken, z. T. grundstürzender Art, mußte verarbeitet und auf den einen Punkt hin, auf die Frage nach der Natur des Atoms zusammengefaßt werden.

Untersuchungen über die Streuung der α-Strahlen führten zu dem Atommodell von Rutherford, quantentheoretische Erwägungen über die Emission der Spektrallinien des Wasserstoffs zur Idee von Bohr. Die Gesetze der radioaktiven Verschiebungen zusammen mit der charakteristischen Röntgenstrahlung ließen das

periodische System der Elemente durch Einführung der Ordnungszahl erst richtig verstehen. Die Relativitätstheorie, mit ihren Forderungen der Trägheit, der Energie und der Veränderlichkeit der Masse gab in Verbindung mit der Quantenlehre der Energie Aufschluß über die Feinstruktur der Spektrallinien. Eine große Reihe von Spektralerscheinungen, einschließlich des Zeeman- und des Stark-Effektes, haben ihre theoretische Aufklärung schon gefunden, andere wieder, wie die komplizierten Spektren der Elemente von höheren Atommassen, stehen noch aus.

Auf diesem kurz gekennzeichneten reichen Gebiete, das seit den letzten Jahren unter erfolgreicher Mitwirkung des Verfassers bearbeitet wird, will das Buch ein Führer sein. Das Ziel wird voll und ganz erreicht! Wo Schwierigkeiten vorliegen, die noch nicht beseitigt sind, z. B. bei der Frage der Versöhnung der Wellen- und der Quantentheorie des Lichtes, werden diese deutlich hervorgehoben. Das Buch ist überaus anregend geschrieben, aber besonders in den letzten Kapiteln nicht gerade leicht zu verstehen. Begründet ist dies in der Natur des Gegenstandes, nicht etwa in einem Mangel des Darstellungsvermögens des Verfassers. Das Werk Sommerfelds enthält eine solche Fülle von Stoff, daß wir hier nur kurz seinen Inhalt durch Angabe der einzelnen Kapitel skizzieren können. 1. Vorbereitende Tatsachen (Atomismus der Elektrizität, Strahlungen, Radioaktivität). 2. Das natürliche System der Elemente (Perioden, Kernladung und Ordnungszahl, Atommodelle, Atomphysik und Kernphysik). 3. Die Röntgenspektren (*K*-, *L*- und *M*-Serie). 4. Die optischen Serienspektren. 5. Theorie der Feinstruktur. 6. Wellentheorie und Quantentheorie. Den Schluß bilden mathematische Zusätze und Ergänzungen zu den einzelnen Kapiteln. — Für den Physiker, der für das oben umgrenzte Gebiet Interesse hat oder auf ihm arbeitet, wird das ausgezeichnete Werk A. Sommerfelds unentbehrlich sein. Karl Bergwitz.

Martin Uibe, Über die Helligkeitsverteilung des diffusen Sonnenlichtes am klaren Himmel. gr. 8°. 50 S. m. 6 Fig. u. 28 Tafeln. Abhandl. d. Mathem.-Physikal. Klasse der Kgl. Sächs. Ges. d. Wissenschaften. Bd. XXXV, Nr. VI. Leipzig, B. G. Teubner. Geheftet M. 2.40.

Der Verf. berichtet über die Resultate einer im Auftrage des Kartells der deutschen Akademien unternommenen Expedition nach Teneriffa in Rücksicht auf die Helligkeitsverteilung des diffusen Sonnenlichtes am Himmel. Nach einer kurzen Darstellung der bisher von verschiedenen Beobachtern (Bouguer, Brennauds, Wild, Weber und Wiener) erlangten Daten gibt er eine Beschreibung des von ihm benutzten, im wesentlichen nach Wieners Angaben konstruierten Photometers und eine Darlegung über dessen Benutzungsweise und Eichung.

Daran schließen sich die Mitteilungen der Einzelresultate, wie sie auf dem Gipfel des Pik de Teide, 3700 m über dem Meer und in dem Orte Güimar auf Teneriffa 300 m über dem Meer erhalten wurden. Durch übersichtliche graphische Darstellungen sind diese zur Anschauung gebracht.

Die gewonnenen Resultate faßt der Verf. am Schluße der Abhandlungen in wenigen Leitsätzen zusammen, die in Kürze folgenden Inhalt haben:

1. Durch die Messungen auf dem Pik werden die Resultate der älteren Beobachtungen im wesentlichen bestätigt.
2. Bei größter Sonnenhöhe (84°) sind die Linien gleicher Helligkeit nahezu Kreise von gleicher Höhe. In vertikalem Sinne gelangt man von größter Helligkeit in der Nähe des Zenits zu kleineren bis zu einem Minimum in der Höhe zwischen 33° und 65° Zenitdistanz. Dann nimmt dieselbe wieder zu bis zum Horizont.
3. Je klarer der Himmel ist, desto größer sind die Helligkeitsunterschiede.
4. Im Sonnenvertikal nähert sich das Minimum der Helligkeit mit steigender Höhe der Sonne von 90° bis zu 56° bei größter Sonnenhöhe.
5. Je klarer der Himmel, desto näher liegt die Zone schneller Helligkeitszunahme der Sonne selbst.
6. Der Pik-Himmel ist noch beträchtlich von dem Rayleighschen Himmel unterschieden, wie er sich ergeben würde, wenn alle zerstreuenden Teilchen der Luftbeimischungen gegenüber der Lichtwellenlänge klein sein würden.
7. Die Beobachtungen bestätigen durchaus die Chr. Wienersche Theorie der Himmelshelligkeit. Es können aus ihr alle Eigentümlichkeiten des Pik-Himmels und des Güimar-Himmels erklärt werden, ebenso wie deren Unterschiede gegen den für Karlsruhe theoretisch berechneten Himmelszustand.

Die Beschaffenheit des Papiers hat wohl eine gute Wiedergabe der wichtigen Kurventafeln gestattet, aber die Abbildung des benutzten Instrumentes mit Hilfe der Autotypie ist gänzlich mißglückt, denn zu solchen Abbildungen eignet sich dieses Verfahren durchaus nicht. L. Ambronn.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule München Dr. Otto v. Gruber für angewandte Mathematik, Dr. Walter Kossel für Physik, Dipl.-Ing. Dr. Karl Henckh für Anwendung der technischen Wärmetechnik, an der Universität Erlangen Dr. J. Frank für Physik, an der Universität München Dr. Karl Herzfeld (bisher an der Universität Wien) für theoretische Physik und Chemie.

Ernannt: Der Professor der Militärtechnischen Akademie zu Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Carl Cranz zum ord. Professor der theoretischen Physik an der Technischen Hochschule Charlottenburg, der Privatdozent an der Universität Würzburg Dr. Ludwig Föppl zum ord. Professor für Festigkeitslehre, Hydromechanik und Aeromechanik an der Technischen Hochschule Dresden, der a. o. Professor an der Universität Gießen Dr. Karl Feist zum a. o. Professor der pharmazeutischen Chemie an der Universität Göttingen, der Privatdozent für physikalische Elektrochemie an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Salomon Kalischer zum ord. Honorarprofessor daselbst, die Privatdozenten an der Universität Leipzig Dr. Gustav Reddelien (Chemie) und Dr.-Ing. Wilhelm Wilke (technische Physik) zu außeretatsmäßigen außerord. Professoren.

Berufen: Der ord. Professor an der Universität Münster Dr. Heinrich Konen zum ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Bonn, der a. o. Professor an der Universität Jena Dr. Walter Rogowsky zum ord. Professor der technischen Physik an der Technischen Hochschule Aachen.

Preise: Der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität München Geh. Hofrat Dr. Arnold Sommerfeld erhielt den Vahlbruch-Preis der Akademie der Wissenschaften in Göttingen.

Gestorben: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Kiel Geh. Regierungsrat Dr. Leo Pochhammer, der Lektor der wissenschaftlichen Photographie an der Universität Breslau Geh. Sanitätsrat Dr. Berthold Riesenfeld.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. P. Debye in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz

Volleingezahltes Kapital Mk. 1600000.

50471. Experimentier-Schalttafel Type A_1, 110 Volt, 30 Amp.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel

in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel 1910: 4 Grosse Preise; Turin 1911: 2 Grosse Preise; Dresden 1911: Grosser Preis.

PHYWE

Physikalische Werkstätten, G.m.b.H.

Göttingen 1 bauen als Sondererzeugnis

Sämtliche Apparate zur Einführung in das Gebiet der elektrischen Schwingungen sowie Demonstrations- und Spiegelgalvanometer

in einfachen, besonders preiswürdigen Ausführungsformen.

Man verlange Preisblätter.

Jüngerer Physiker

mit abgeschlossener Hochschulbildung, möglichst promoviert, der auf dem Gebiete der elektrischen Gasentladungen für Gleichrichter und Senderöhren der drahtlosen Telegraphie vertraut ist, für die Röhrenabteilung eines größeren industriellen Unternehmens **zum sofortigen Eintritt gesucht.** Ausführliche Bewerbungen mit Lebenslauf, Zeugnisabschriften und Gehaltsforderungen erbeten unter **S. H. 564** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

Inhaltsverzeichnis:

(B. — Besprechungen.)

	Seite
Bildverzerrung: Über die — bei der Abbildung eingetauchter Körper, v. W. Kramer	246
Ergodenhypothese: Ausschaltung der — in der physikalischen Statistik I.	225
Gleichgewichtssätze für die elektromagnetisch aufgebaute Materie, v. W. Schottky	232
Hennig, R., Unser Wetter. (B.)	248
Kohlschütter, V., Nebel, Rauch und Staub. (B.)	248
Kramer, W., Über die Bildverzerrung bei der Abbildung eingetauchter Körper	246
Materie: Gleichgewichtssätze für die elektromagnetisch aufgebaute —, v. W. Schottky	232
R. v. Mises, Ausschaltung der Ergodenhypothese in der physikalischen Statistik. I.	225
Nebel, Rauch und Staub, v. V. Kohlschütter. (B.)	248
Nürnberger, O.†, Erfahrungen bei der Bestimmung der Radioaktivität von Quellwässern	241
Quellwässer: Erfahrungen bei der Bestimmung der Radioaktivität von —, v. O. Nürnberger†	241
Radioaktivität: Erfahrungen bei der Bestimmung der — von Quellwässern, v. O. Nürnberger†	241
Rauch: Nebel, — und Staub, v. V. Kohlschütter. (B.)	248
Schottky, W., Gleichgewichtssätze für die elektromagnetisch aufgebaute Materie	232
Staub: Nebel, Rauch und —, v. V. Kohlschütter. (B.)	248
Wetter: Unser —, v. R. Hennig. (B.)	248

Physiker

jüngerer, für das Laboratorium einer Fabrik elektromedizinischer Apparate **gesucht.** Erfahrungen auf dem Gebiete der Vakuumentladungen und Röntgenstrahlen erwünscht. Angebote mit Lebenslauf, eventl. Zeugnisabschriften, Gehaltsansprüchen, sowie Lichtbild und Angabe des frühesten Eintrittstermins unter **J. A. 1359** an **Rudolf Mosse, Berlin S.W. 19.**

Eine nur kurze Zeit gebrauchte

Gaedes Kapselpumpe mit Elektromotor

billigst zu verkaufen.

Carl Bamberg,
Berlin-Friedenau, Kaiserallee 87/88.

Akademisch gebildeter Physiker od. Laboratoriumsingenieur

mit Spezialausbildung auf dem Gebiete der Hochfrequenz, Gaselektrizität und Hochspannung für unser Hochspannungslaboratorium zum **sofortigen Eintritt gesucht.** Angeb. m. Lichtbild, Lebenslauf u. Gehaltsansprüchen erbeten an

Siemens-Schuckertwerke G. m. b. H. Kabelwerk, Personalbüro,
Siemensstadt bei Berlin (Gartenfeld).

Eingegangene Bücher.

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher erfolgt in keinem Falle.)

Beckenkamp, J., Leitfaden der Kristallographie. 8°. XII, 466 S. Mit 549 Textabbildungen. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1919. M. 22.—.

Berndt, G. W., Kompendium der Experimentalphysik. 2. verm. u. verb. Aufl. (Kollegienhefte Bd. II). 8°. XII, 211 S. Mit 59 in den Text eingedruckten Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1920. Gebunden M. 22.50.

Berndt, G., Radioaktive Leuchtfarben. (Sammlung Vieweg Heft 47.) 8°. VI, 108 S. Mit 28 Figuren im Text u. auf 1 Tafel. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1920. M. 7.60 u. Teuerungszuschlag.

Bianchi, U., Il Selenio. kl. 8°. VIII, 136 pag. con 37 incisioni. Milano, U. Hoepli. 1919.

Chappuis, J., et **A. Berget**, Leçons de Physique générale. Tome II. Electricité et Magnétisme. Troisième Edition entièrement refondue par J. Chappuis et M. Lamotte. 8°. 623 pag. Paris, Gauthier-Villars et Cie. 1920. broché Frcs. 30.—.

Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden by H. Kamerlingh Onnes. No. 153.

Dingler, H., Die Grundlagen der Physik. 8°. XV u. 157 S. Berlin u. Leipzig, Vereinigung wiss. Verleger. 1920. M. 11.—.

Forster, A., Vom Kienspan bis zur Quecksilber-Dampflampe und dem Tesla-Licht. Vortrag. 8°. 64 S. Bern, R. Dech & Co. 1920.

Fuchs, F., Grundriß der Funkentelegraphie in gemeinverständlicher Darstellung. 11. Aufl. 8°. III. 72 S. Mit 130 Textabbildungen u. einem Anhang über die Kathodenröhre. München u. Berlin, R. Oldenbourg. 1920. M. 2.75.

Gina, M., Chimica della Sostanze esplosive. 8°. XVI, 556 pag con 83 Figure e 7 Tavole. Milano, U. Hoepli. 1919.

Gina, M., e **C. Gina-Lollini**, Combinazioni Chimiche fra Metalli. Lavoro premiato dal Reale Istituto Lombardo di Szienze e Lettere nel Concorso di Fondazione „Cagnola". 8°. XVI, 446 pag. con 207 illustrazioni nel testo. Milano, U. Hoepli. 1917.

Gruhn, K., Elektrotechnische Meßinstrumente. 8°. IV, 214 S. Mit 321 Textabbildungen. Berlin, Julius Springer. 1920. Geheftet M. 17.—, gebunden M. 20.—.

Jäger, G., Die Fortschritte der kinetischen Gastheorie. (Die Wissenschaft, Bd. 12.) 2. Aufl. IX, 158 S. Mit 11 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1919. Geheftet M. 7.—, gebunden M. 9.— u. Teuerungszuschlag.

Jahrbuch der Elektrotechnik, herausgegeben von K. Strecker. Siebenter Jahrgang. Das Jahr 1918. 8°. VIII u. 112 S. München u. Berlin, R. Oldenbourg. 1919. Geb. M. 24.— u. 10% Teuerungszuschlag.

Kohlrausch, F., Kleiner Leitfaden der praktischen Physik. 3. Aufl. Neubearbeitet von H. Scholl. 8°. XX u. 324 S. m. 165 Abb. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1919. Gebunden M. 10,— u. Teuerungszuschlag.